

# OPTIMIZAÇÃO DE SISTEMAS DE COMUNICAÇÃO ÓPTICA MULTICANAL (WDM) DE ALTA DENSIDADE.

António Luís Jesus Teixeira

universidade de aveiro



Departamento de Electrónica e Telecomunicações  
Universidade de Aveiro, Portugal  
Maio de 1999

# Resumo

Neste trabalho são abordadas duas linhas de investigação: a propagação “linear”, tipicamente NRZ e a propagação não linear, esta tipicamente RZ. Embora distintas e muitas vezes tomadas como um dilema, quando na decisão do tipo de implementação, nos meios académicos e empresariais, começam a aliar-se nos seus benefícios e técnicas para gerar tipicamente sistemas mais robustos. São disso exemplo os solitões com compensação forte da dispersão, e a transmissão NRZ em alta potência por forma a explorar as vantagens da não linearidade na fibra. No âmbito global, e a ligar os dois temas, esteve sempre a optimização de sistemas monocanal e multicanal (WDM) recorrendo a uma e outra técnica.

A propagação linear foi baseada no método de transmissão suportada por dispersão (DST) em modo binário e quaternário, e em estrutura mono e multicanal. Dadas as características desta metodologia, a caracterização dos diversos parâmetros teve especial destaque, sendo observadas com profundidade os diversos efeitos e suas implicações e gamas de evidência. O laser e o equalizador, foram alvo de optimização criteriosa e aprofundada, com base em trabalho analítico e de simulação. A optimização de diversos parâmetros de sistemas deste tipo foi feita por forma a obter sistemas multicanal optimizados para este formato de modulação. Para o caso binário foi obtida uma densidade espectral de 0.43bit/s/Hz e para o quaternário 0.86bit/s/Hz, sendo estes ainda passíveis de optimização.

O estudo dos sistemas não lineares conduziu à determinação de processos analíticos de previsão da posição dos impulsos, devido à exigência computacional que a simulação de impulsos deste tipo exige, mesmo em configuração monocanal. O estudo da interacção de impulsos sob a acção de um desvio de frequência foi efectuado resultando uma metodologia de diminuição desta limitação funcional e aplicável a sistemas práticos, devido à sua simplicidade. Foi ainda feito o estudo de diversos mecanismos de controlo da interacção dos impulsos. Para este tipo de impulsos não lineares foi ainda estudado o método de compensação forte da dispersão e as suas propriedades. Um método foi sugerido para minimizar alguns dos efeitos colaterais que podem aparecer neste tipo de sistemas.

No final foi desenvolvida uma metodologia de caracterização de sistemas de comunicações ópticos com elevado grau de precisão e integração dos diversos processos que afectam os sistemas de comunicação óptica monocanal e multicanal, baseando o raciocínio nos majorantes de Chernoff.

## Summary

In this work, two main ideas were observed: the *linear* propagation, typically NRZ and the *non linear* propagation, typically RZ. However distinct, and normally taken in the academic and company environments as concurrent, they start to mix joining the benefits and the techniques to create more robust systems. Example of that are the solitons with dispersion compensation, and the NRZ high power transmission aiming the added value that the fiber non linearity's can bring. Linking these two techniques is the study over mono and multichannel with base channels sustained on both methodologies.

The linear transmission system studied is the Dispersion Supported Transmission with binary and quaternary modulation under mono and multi-channel configurations. Due to the special characteristics of this methodology, the characterization of the different parameters involved focused special attention as well as its implications and ranges that were observed in a rigorous manner. The laser and equalizer were targeted for optimization and study, basing the conclusions on simulation, analytical and theoretical considerations. The parameter optimization was made in order to have a deep knowledge of the behavior of the system, so that the design of multichannel systems was easier. Recurring to binary coding, the spectral density obtained without too much optimization was about 0.43bit/s/Hz and for the quaternary was 0.86bit/s/Hz.

The study of nonlinear systems resulted in the determination of analytic processes that predict the position of the pulses, avoiding the computational power needed for this kind of pulse simulations even in single-channel operation. The interaction between pulses under the effect of a frequency shift was studied and a methodology for reducing the interaction was derived. Also, other methodologies for controlling the soliton interaction were studied. The strong dispersion compensation of soliton pulses was also studied and its properties characterized. A method for minimizing the different degrading effects that can appear of multichannel dispersion managed systems was also suggested.

In the end, a methodology of characterization of systems regarding many degrading processes with high degree of precision was also derived based on the Chernoff bound.

# ÍNDICE

|  |           |
|--|-----------|
| <i>Lista de símbolos e Constantes.....</i> | <i>i</i>  |
| <i>Glossário de Acrónimos.....</i>         | <i>ix</i> |
| <i>Lista de Notações.....</i>              | <i>xi</i> |

## ***CAPÍTULO 1- Introdução***

|  |          |
|--|----------|
| <b>1.1. Introdução.....</b>                | <b>1</b> |
| <b>1.2. Objectivos deste trabalho.....</b> | <b>4</b> |
| <b>1.3. Estrutura da Tese.....</b>         | <b>5</b> |
| <b>1.4. Principais Contribuições.....</b>  | <b>7</b> |
| <i>Referências.....</i>                    | <i>9</i> |

## ***CAPÍTULO 2- Sistemas de Comunicação Óptica***

|   |           |
|---|-----------|
| <b>2.1. História.....</b>   | <b>11</b> |
| <b>2.2. Estado Actual da Tecnologia.....</b>                            | <b>16</b> |
| <b>2.3. Sistemas com Transmissão Suportada por Dispersão (DST).....</b> | <b>17</b> |
| <b>2.4. Sistemas com Solitões.....</b>                                  | <b>18</b> |
| <i>Referências.....</i>   | <i>20</i> |

## ***CAPÍTULO 3- Conceitos Fundamentais e Modelos para Simulação***

|   |           |
|---|-----------|
| <b>3.1. Introdução.....</b>   | <b>21</b> |
| <b>3.2. Amplificador Óptico de Fibra Dopada com Érbio (EDFA).....</b> | <b>22</b> |
| 3.2.1. Esquema Básico de um EDFA.....                                 | 23        |
| 3.2.2. Características de um EDFA.....                                | 24        |
| <b>3.3. Lasers.....</b>   | <b>27</b> |
| 3.3.1. Laser de Semicondutor.....                                     | 27        |
| 3.3.2. Lasers Maciços.....  | 28        |
| 3.3.3. Lasers de Poço Quântico.....                                   | 30        |
| <b>3.4. A Fibra Óptica Monomodo.....</b>                              | <b>32</b> |



|  |           |
|--|-----------|
| <b>3.5. Filtros Ópticos.....</b>   | <b>43</b> |
| 3.5.1. Faby-Perot de Cavidade Simples.....                               | 43        |
| 3.5.2. Filtro Faby-Perot de Três Espelhos (Cavidade Dupla).....          | 46        |
| 3.5.3. Filtro de Fibra com Grating de Reflexão.....                      | 48        |
| <b>3.6. Métodos de Avaliação do Desempenho de Sistemas NRZ e RZ.....</b> | <b>55</b> |
| 3.6.1. Probabilidade de Erro Média.....                                  | 55        |
| 3.6.2. Método de Monte-Carlo.....  | 56        |
| 3.6.3. Factor Q.....   | 56        |
| 3.6.4. Diagrama de Olho.....   | 58        |
| 3.6.5. Estimação Semi-Analítica.....                                     | 58        |
| 3.6.6. Extrapolação de Cauda.....  | 60        |
| <b>3.7. Simuladores de Sistemas de Comunicações Ópticos.....</b>         | <b>60</b> |
| <b>3.8. Conclusões.....</b>  | <b>61</b> |
| <i>Referências.....</i>  | <i>63</i> |

#### ***CAPÍTULO 4- Sistemas Monocanal e Multicanal com Base no Método de Modulação DST***

|  |           |
|--|-----------|
| <b>4.1. Introdução.....</b>  | <b>67</b> |
| <b>4.2. Princípio de Funcionamento do Método DST.....</b>  | <b>70</b> |
| 4.2.1. Protótipo de um Sistema DST.....  | 71        |
| 4.2.2. Função de Transferência do Sistema Laser e Fibra para Pequeno Sinal... 73                             |           |
| 4.2.3. Comportamento dos Sistemas DST com a Variação do Comprimento da Fibra.....                            | 76        |
| <b>4.3. Modelização e Dedução dos Parâmetros Aproximados do Laser a Partir de Medidas Experimentais.....</b> | <b>79</b> |
| 4.3.1. Modelo Teórico do Laser.....  | 79        |
| 4.3.2. Determinação dos Parâmetros Físicos do Laser com Base nos Parâmetros Experimentais Medidos.....       | 81        |
| 4.3.3. Resposta IM, FM e do RIN do Laser.....  | 85        |
| 4.3.4. Comparação das Respostas do Modelo Teórico com as Respostas Medidas Experimentalmente.....            | 87        |

|   |            |
|---|------------|
| <b>4.4. Propriedades do Método DST.....</b>   | <b>92</b>  |
| 4.4.1. Corrente de Polarização do Laser.....  | 93         |
| 4.4.2. Determinação da Corrente de Pico-a-Pico.....   | 94         |
| 4.4.3. Filtros do Receptor.....   | 95         |
| 4.4.4. Comprimento Máximo da Ligação.....   | 96         |
| <b>4.5. Transmissão Binária a 20Gbit/s e Quaternária a 40Gbit/s Monocanal</b>               | <b>99</b>  |
| 4.5.1. Transmissão Binária a 20Gbit/s.....  | 99         |
| 4.5.2. Transmissão Quaternária a 40Gbit/s.....  | 103        |
| <b>4.6. Otimização Conjunta do Laser e do Equalizador do Receptor.....</b>                  | <b>112</b> |
| 4.6.1. Impacto dos Parâmetros Internos do Laser no Desempenho do Sistema..                  | 112        |
| 4.6.2. Otimização dos Parâmetros do Laser para uma Equalização do Tipo Polo<br>Simples..... | 117        |
| 4.6.3. Otimização dos Parâmetros do Laser para uma Equalização do Tipo Polo-<br>Zero.....   | 120        |
| 4.6.4. Otimização Analítica do Filtro do Tipo Polo Simples.....                             | 122        |
| 4.6.5. Impacto da Modulação Residual de Potência do Laser.....                              | 125        |
| <b>4.7. Simulação WDM Binária e Quaternária.....</b>  | <b>127</b> |
| 4.7.1. Transmissão Binária a 20Gbit/s, Monocanal e Multicanal.....                          | 128        |
| 4.7.2. Transmissão Quaternária a 40Gbit/s Multicanal.....                                   | 131        |
| <b>4.8. Conclusões.....</b>   | <b>134</b> |
| <i>Referências.....</i>   | <i>135</i> |

## ***CAPÍTULO 5- Sistemas Monocanal Baseados em Solitões Ópticos***

|  |            |
|--|------------|
| <b>5.1. Introdução.....</b>  | <b>137</b> |
| <b>5.2. Equação de Propagação em Fibras Ópticas.....</b>             | <b>138</b> |
| <b>5.3. O Solitão e suas Propriedades.....</b>                       | <b>139</b> |
| <b>5.4. Limites Impostos à Propagação de Solitões Monocanal.....</b> | <b>146</b> |
| 5.4.1. Compensação das Perdas.....                                   | 147        |
| 5.4.2. Acumulação de Ruído.....                                      | 148        |
| 5.4.3. Efeito de Gordon-Haus.....                                    | 149        |
| 5.4.4. Efeito do <i>Jitter</i> Acústico.....                         | 150        |

|   |            |
|---|------------|
| 5.4.5. Dispersão dos Modos de Polarização.....  | 151        |
| 5.4.6. Interação entre Solitões.....  | 152        |
| <b>5.5. Efeitos de um Desvio de Frequência na Interação de Solitões.....</b>                                      | <b>156</b> |
| 5.5.1. Desvio de Frequência num Impulso Solitário.....  | 157        |
| 5.5.2. Um Par de Solitões na Presença de Desvios de Frequência.....   | 158        |
| 5.5.2.1 Efeito de Pequenos Desvios de Frequência.....   | 158        |
| 5.5.2.2 Efeito de Grandes Desvios de Frequência na Trajectória.....   | 164        |
| 5.5.3. Três Solitões na Presença de Desvios de Frequência.....  | 170        |
| 5.5.3.1 Efeito de Pequenos Desvios de Frequência.....   | 172        |
| 5.5.3.2 Efeito de Grandes Desvios de Frequência.....  | 176        |
| 5.5.4. Conjunto de N Solitões na Presença de Desvios de Frequência.....   | 178        |
| 5.5.4.1 Efeitos de Pequenos Desvios de Frequência.....  | 178        |
| 5.5.4.2 Efeito de Grandes Desvios de Frequência.....  | 180        |
| <b>5.6. Métodos para Controlo da Interação entre Solitões Vizinhos.....</b>                                       | <b>180</b> |
| 5.6.1. Controlo da Separação Temporal Inicial.....  | 180        |
| 5.6.2. Controlo da Diferença de Fase Inicial entre Solitões.....  | 181        |
| 5.6.3. Controlo da Amplitude e Largura de Impulso.....  | 184        |
| 5.6.4. Controlo pela Polarização.....   | 186        |
| 5.6.5. Controlo por Recurso a Filtros de Linha.....   | 187        |
| 5.6.6. Outros Métodos para Controlo da Interação de Solitões.....   | 191        |
| <b>5.7. Controlo da Interação entre Solitões Recorrendo à Introdução de Desvios de Frequência Selectivos.....</b> | <b>193</b> |
| <b>5.8. Conclusões.....</b>   | <b>199</b> |
| <i>Referências.....</i>   | <i>201</i> |

## ***CAPÍTULO 6- Propagação Não Linear com Acomodação de Dispersão***

|  |            |
|--|------------|
| <b>6.1. Introdução.....</b>                                      | <b>203</b> |
| <b>6.2. Formalismo das Lagrangeanas.....</b>                     | <b>204</b> |
| <b>6.3. Acomodação de Dispersão com Impulsos Gaussianos.....</b> | <b>208</b> |
| 6.3.1. Formulação.....   | 208        |

|  |            |
|--|------------|
| 6.3.2. Comportamento e Características de Sistemas com Acomodação de Dispersão.....  | 213        |
| <b>6.4. Comportamento de Sistemas Monocanal com Acomodação de Dispersão.....</b>     | <b>217</b> |
| 6.4.1. Índice de Compensação.....  | 218        |
| 6.4.2. Chirp e Largura Espectral Normalizados.....                                   | 219        |
| 6.4.3. Energia do Impulso.....   | 221        |
| 6.4.4. Ganho do Amplificador.....  | 222        |
| <b>6.5. Acomodação de Dispersão em Sistemas de Comunicação Multicanal (WDM).....</b> | <b>224</b> |
| 6.5.1. Sistema com Dispersão de Terceira Ordem Não Nula.....                         | 226        |
| 6.5.2. Validade dos Resultados.....  | 228        |
| <b>6.6. Metodologia para Distribuição de Canais WDM.....</b>                         | <b>229</b> |
| 6.6.1. Método proposto.....  | 229        |
| 6.6.2. Resultados do Método.....   | 231        |
| <b>6.7. Interação em Sistemas com Acomodação de Dispersão.....</b>                   | <b>233</b> |
| <b>6.9. Conclusões.....</b>  | <b>239</b> |
| <i>Referências.....</i>  | <i>240</i> |

## ***CAPÍTULO 7- Avaliação da Probabilidade de Erro em Sistemas de Soluções Mono e Multicanal***

|  |            |
|--|------------|
| <b>7.1. Introdução.....</b>  | <b>241</b> |
| <b>7.2. Cálculo do Majorante de Chernoff da Probabilidade de Erro.....</b>                     | <b>242</b> |
| <b>7.3. MGF do Sinal de Decisão Tendo em Conta a Interferência Entre Símbolos.....</b>         | <b>244</b> |
| 7.3.1. Modelo do Receptor com Amplificação Óptica.....   | 244        |
| 7.3.2. MGF Tendo em Conta os Ruídos Eléctricos, Ópticos e a Interferência Inter-Simbólica..... | 247        |
| 7.3.3. Efeitos da Filtragem Óptica, Propagação e Diafonia Entre Canais Vizinhos.....           | 256        |
| <b>7.4. Efeito do <i>Jitter</i> do Sinal na MGF.....</b>                                       | <b>260</b> |

|   |            |
|---|------------|
| <b>7.5. Caracterização do <i>Jitter</i> em Sistemas Monocanal e WDM Baseados em Solitões.....</b> | <b>263</b> |
| 7.5.1. <i>Jitter</i> de Gordon-Haus.....  | 263        |
| 7.5.2. <i>Jitter</i> Causado Pela Interação Entre Solitões em Sistemas Monocanal...               | 264        |
| 7.5.3. <i>Jitter</i> de Colisão em Sistemas WDM.....  | 265        |
| 7.5.4. MGF dos Fenômenos que Introduzem <i>Jitter</i> na Propagação.....                          | 270        |
| <b>7.6. Validade da Aproximação Linear.....</b>   | <b>274</b> |
| 7.6.1. <i>Jitter</i> Gaussiano.....   | 275        |
| 7.6.2. <i>Jitter</i> Uniforme.....  | 276        |
| 7.6.3. <i>Jitter</i> de Gordon-Haus + Interação.....  | 277        |
| <b>7.7. Efeitos da Interação de Solitões em Sistemas Monocanal.....</b>                           | <b>278</b> |
| <b>7.8. Efeitos do <i>Jitter</i> de GH Em Sistemas Monocanal.....</b>                             | <b>288</b> |
| <b>7.9. Avaliação do Desempenho de Sistemas WDM Baseados em Solitões....</b>                      | <b>292</b> |
| 7.9.1. Efeitos do Filtro Óptico Para o Caso de um Sistema Monocanal.....                          | 293        |
| 7.9.2. Efeitos da Diafonia Linear Entre Canais.....   | 295        |
| 7.9.3. Efeitos da Colisão Entre Canais WDM.....   | 298        |
| <b>7.10. Conclusões.....</b>  | <b>302</b> |
| <i>Referências</i> .....  | 305        |

## **CAPÍTULO 8- Conclusões**

|   |            |
|---|------------|
| <b>8.1. Conclusões.....</b>                     | <b>307</b> |
| <b>8.2. Sugestões para trabalho futuro.....</b> | <b>311</b> |

|   |            |
|---|------------|
| <i>Apêndice A - Aspectos do Método de Medição do BER.....</i>   | <i>313</i> |
| <i>Apêndice B - Espaçamentos Mínimo e Máximo Entre Canais em Sistemas de Solitões WDM- Aproximação de Mollenauer.....</i> | <i>315</i> |
| <i>Apêndice C - Desvios Temporais Causados Interação Entre Canais WDM.....</i>  | <i>318</i> |
| <i>Apêndice D - Mistura de Quatro Ondas (FWM) em Sistemas com Amplificação Localizada.....</i>                            | <i>325</i> |
| <i>Referências dos apêndices:</i> .....   | 330        |

## ***Lista de Símbolos e Constantes***

|                        |  |
|------------------------|--|
| $\tilde{\alpha}$       | Coeficiente de absorção complexo                                 |
| $\hat{\sigma}$         | Coeficiente de acoplamento DC                                    |
| $\tilde{n}$            | Índice de refração complexo                                      |
| $\tilde{\beta}_t$      | Transformada complexa do número de onda                          |
| $\tilde{E}$            | Transformada de Fourier da envolvente do campo                   |
| $\bar{n}_{eff}$        | Variação média no índice de refração efectivo                    |
| $\tilde{F}(x, y)$      | Distribuição modal do modo fundamental da fibra HE <sub>11</sub> |
| $\tilde{A}(z, \omega)$ | Função de amplitude com variação lenta com $z$                   |
| $\rho$                 | Coeficiente de amplitude   |
| $\gamma$               | Coeficiente não-linear   |
| $\lambda$              | Comprimento de onda central do sistema                           |
| $\Gamma$               | Factor de confinamento do ganho                                  |
| $\nu$                  | Frequência da bomba/sinal  |
| $\alpha$               | Parte linear do coeficiente de absorção                          |
| $\lambda$              | Comprimento de onda  |
| $\Psi$                 | Diferença de fase entre dois solitões vizinhos                   |
| $\xi$                  | Distância normalizada ao comprimento de dispersão                |
| $\eta$                 | Eficiência quântica  |
| $\varepsilon$          | Factor de compressão de ganho                                    |
| $\Gamma$               | Factor de confinamento   |
| $\phi$                 | Fase relativa do impulso   |
| $\nu$                  | Frequência óptica  |
| $\Lambda$              | Período do <i>grating</i>  |
| $\tau$                 | Tempo normalizado à largura do impulso                           |
| $\Delta\lambda$        | Diferença entre comprimentos de onda                             |
| $\Delta\nu$            | Largura de linha do laser  |

|                           |   |
|---------------------------|---|
| $\Delta\beta$             | Pequena variação no número de onda  |
| $\Delta\lambda_0$         | Separação entre ocorrências dos primeiros zeros de reflectividade num filtro do tipo <i>grating</i> |
| $\Delta\lambda_{d,i}$     | Espaçamento de guarda devido ao desmultiplexador e do canal $i$                                     |
| $\Delta\lambda_{edge}$    | Largura de banda entre extremos da função de transferência num filtro do tipo <i>grating</i>        |
| $\chi^{(i)}$              | Susceptibilidade de ordem $i$   |
| $\beta_{(m)}$             | Coefficiente de dispersão de ordem $(m)$  |
| $\Delta\nu_{max}$         | Máximo espaçamento entre canais   |
| $\Delta\beta_p$           | Diferença de números de onda nas suas polarizações, $\beta_x$ e $\beta_y$                           |
| $\Omega, \nu, \nu_1, s_I$ | Desvios de frequência normalizados  |
| $\alpha'$                 | Perdas normalizadas   |
| $\omega_0$                | Frequência central do espectro do sinal emitido   |
| $\beta_0$                 | Número de onda  |
| $\mu_0$                   | Permeabilidade do vácuo   |
| $\epsilon_0$              | Permitividade do vácuo $\mu_0\epsilon_0 = 1/c^2$  |
| $\Psi_0$                  | Diferença de fase inicial entre dois solitões vizinhos  |
| $\alpha_2$                | Parte não-linear do coeficiente de absorção   |
| $\xi_a$                   | Distância normalizada entre amplificadores  |
| $\phi_c$                  | Posição da colisão  |
| $\tau_c$                  | Tempo de referência   |
| $\tau_{cap}$              | Tempos de transporte através das barreiras e captura no poço  |
| $\lambda_D$               | Comprimento de onda de desenho  |
| $\beta_d$                 | Constante de fase do dieléctrico  |
| $\epsilon_d$              | Constante dieléctrica na frequência   |
| $\eta_d$                  | Índice de compensação da dispersão  |
| $\gamma_e$                | Parâmetro do impulso que se relaciona com sua largura espectral normalizada                         |
| $\tau_{esc}$              | Tempos de emissão termo-iónica para fora dos poços  |

|                  |  |
|------------------|--|
| $\rho_f$         | Vector densidade de carga  |
| $\eta_f$         | Relação entre o espaçamento entre os pontos de zero e os pontos de extremos de banda nos <i>gratings</i> |
| $\Delta f_0$     | Desvio de frequência de comutação de comportamento.  |
| $\Gamma_{FET}$   | Factor de ruído do FET   |
| $\alpha_H$       | Factor de alargamento de linha   |
| $\sigma_i$       | Desvio padrão do nível correspondente ao símbolo $i$   |
| $\mu_i$          | Média do nível correspondente ao símbolo $i$   |
| $\alpha_i$       | Posição inicial do impulso $i$   |
| $\omega_i$       | Desvio de frequência em relação à frequência da portadora relativo ao impulso $i$                        |
| $\alpha_k$       | Desvio temporal relativo a posição $k$   |
| $\lambda_{max}$  | Comprimento de onda de ocorrência de máxima transmitância  |
| $\tau_n$         | Tempo de vida dos portadores   |
| $\Delta n$       | Pequena variação no índice de refração   |
| $\tau_{n,p}$     | Tempos de vida dos portadores e dos fotões   |
| $\delta n_{eff}$ | Variação no índice de refração efectivo  |
| $\epsilon_{NL}$  | Parte não linear da constante dieléctrica da fibra   |
| $\Delta n_p$     | Variação do índice de refração nas duas polarizações   |
| $\xi_p$          | Período normalizado de colisão   |
| $\tau_p$         | Tempo de vida dos fotões   |
| $\gamma_r$       | Taxa de decaimento das oscilações de relaxação do laser.   |
| $\mu_r$          | Valores próprios   |
| $\tau_{RC}$      | Constante de tempo dos parasitas   |
| $\beta_{ref}$    | Dispersão de referência  |
| $\beta_s$        | Factor de emissão espontânea   |
| $\nu_s$          | Frequência central   |
| $\eta_{sp}$      | Factor de emissão espontânea   |
| $\beta_t$        | Número de onda complexo  |



|                 |   |
|-----------------|---|
| $\Delta T_{cc}$ | Um dos topos do intervalo referente ao jitter uniforme                    |
| $\sigma_x$      | Desvio padrão relativo ao fenómeno $x$                                    |
| $2q_0$          | Separação entre os impulsos   |
| $a$             | Variação da amplitude   |
| $A_{eff}$       | Área efectiva da fibra  |
| $a_k$           | Símbolo “1” ou “0” na posição temporal $k$                                |
| $b$             | <i>Chirp</i> do impulso   |
| $B$             | Ritmo de transmissão  |
| $B_o$           | Largura de banda óptica   |
| $B1, B2$        | Largura de banda dos filtros equalizadores no sistema DST                 |
| $B_m$           | Densidade do fluxo magnético  |
| $c$             | Velocidade da luz. (2.997926E8m/s)  |
| $C$             | <i>Chirp</i> do impulso normalizado                                       |
| $C_c$           | <i>Chirp</i> de compensação   |
| $C_{ent}$       | Capacidade equivalente de entrada   |
| $C_{in}$        | <i>Pre-chirp</i>  |
| $C_{out}$       | <i>Post-chirp</i>   |
| $D$             | Dispersão da fibra  |
| $D'$            | Declive da dispersão global   |
| $D_e$           | Densidade do fluxo eléctrico  |
| $DL$            | Limiar de decisão   |
| $D_n$           | Dispersão normalizada   |
| $D_p$           | Dispersão na polarização (ps/ $\sqrt{km}$ )                               |
| $D_{SI, DCF}$   | Dispersão dos trocos de fibra de transmissão e de fibra de compensação.   |
| $E$             | Vector de campo eléctrico   |
| $E$             | Envolvente de variação lenta no tempo quando comparada com o ciclo da luz |
| $E_0$           | Campo de entrada  |
| $E_c$           | Energia característica  |
| $E_{FM}$        | Eficiência FM do laser  |
| $F$             | Factor dependente das características da fibra                            |

|                         |  |
|-------------------------|--|
| $F(G)$                  | Factor de ganho  |
| $f_c$                   | Frequência de corte de determinado filtro                                    |
| $F_i$                   | Função de distribuição do símbolo $i$  |
| $f_i$                   | Função densidade de probabilidade do símbolo $i$                             |
| $F_n$                   | Figura de ruído de um amplificador ( $SNR_{in}/SNR_{out}$ )                  |
| $f_s$                   | Frequência de amostragem.  |
| $f_{s,n,\phi,nb,nw}(t)$ | Forças de Langevin   |
| $f_w$                   | Frequência de corte não modificada para o equalizador DST                    |
| $f_{zero, polo}$        | Frequência do zero ou do polo de determinada função de transferência         |
| $G$                     | Ganho do amplificador  |
| $g$                     | Ganho de emissão estimulada  |
| $g_0$                   | Ganho diferencial  |
| $h$                     | Constante de Plank (6.6256E-34)  |
| $H$                     | Campo magnético  |
| $H_{eq}$                | Resposta do equalizador  |
| $H_{IM, FM}$            | Resposta IM e FM do laser  |
| $h_{p,r}(t)$            | Forma do impulso e resposta impulsional do filtro eléctrico respectivamente. |
| $H_s$                   | Função de transferência do laser com propagação na fibra                     |
| $I$                     | Corrente   |
| $I_0$                   | Corrente de polarização do laser   |
| $I_{pp}$                | Corrente modulação do laser pico a pico, sem componente contínua             |
| $I_{th}$                | Corrente de limiar do laser  |
| $J_f$                   | Vector densidade de corrente   |
| $k$                     | Coeficiente de acoplamento AC  |
| $K$                     | Parâmetro de controlo do peso da interferência não linear.                   |
| $k_0$                   | Constante de propagação $k_0 = \frac{\omega_0}{c}$                           |
| $k_B$                   | Constante de Boltzman (1.3805e-23 J K <sup>-1</sup> )                        |
| $L$                     | Comprimento do troço   |
| $L$                     | Densidade lagrangeana  |
| $L_a$                   | Comprimento de fibra entre amplificadores                                    |

|                 |  |
|-----------------|--|
| $L_{coll}, L_c$ | Comprimento de colisão não normalizado e normalizado                   |
| $L_D$           | Comprimento de dispersão ( $L_D = T_0^2 /  \beta_2 $ )                 |
| $L_m$           | Lagrangeana média  |
| $L_{NL}$        | Comprimento não-linear ( $L_{NL} = 1/(\gamma P_0)$ )                   |
| $L_{pert}, L_p$ | Comprimento da perturbação não normalizado e normalizado               |
| $L_{tot},$      | Comprimento total da ligação óptica                                    |
| $m$             | Factor de compressão/expansão de potência à saída do laser             |
| $M$             | Número de níveis em modulação multinível                               |
| $M$             | Polarização magnética induzida   |
| $N(t)$          | Densidade de portadores  |
| $N$             | Ordem do solitão   |
| $n$             | Parte linear do índice de refração                                     |
| $n_2$           | Parte não linear do índice de refração da fibra                        |
| $N_{b,w}$       | Densidade de portadores na barreira e nos poços quânticos              |
| $N_{bo,wo}$     | Densidade de portadores na barreira e nos poços quânticos estacionária |
| $n_{eff}$       | Índice de refração efectivo  |
| $N_i$           | Número de pares electrão lacuna  |
| $N_o$           | Densidade espectral de potência do ruído de ASE                        |
| $N_t$           | Densidade de portadores na transparência                               |
| $P$             | Polarização eléctrica induzida   |
| $P(i k)$        | Probabilidade de $i$ condicionada ao acontecimento $k$                 |
| $P_0$           | Potência de pico do impulso  |
| $p_{0,1}$       | Probabilidade <i>a priori</i> de ocorrência dos símbolos 0 e 1         |
| $P_c$           | Potência característica  |
| $P_e$           | Probabilidade de erro  |
| $P_{in,ent}$    | Potência de entrada  |
| $P_L$           | Parte linear da polarização induzida                                   |
| $P_{NL}$        | Parte não linear da polarização induzida                               |
| $P_o$           | Potência óptica sem modulação residual de potência                     |
| $P_o'$          | Potência óptica com modulação residual de potência                     |
| $P_{out}$       | Potência de saída  |

|                  |  |
|------------------|--|
| $q$              | Carga electrónica (1.6021917E-19C)   |
| $Q$              | Factor de qualidade  |
| $q(\xi)$         | Metade da separação temporal entre dois solitões vizinhos                                  |
| $q_0$            | Metade da separação temporal inicial entre dois solitões vizinhos                          |
| $q_i(\xi, \tau)$ | Envolvente do impulso de índice $i$  |
| $q_s$            | Desvio temporal normalizado adicional  |
| $r$              | Coeficiente reflexão de potência   |
| $R$              | Taxa de conversão dos fotões incidentes  |
| $r_i$            | Reflectividade do espelho $i$  |
| $R_L$            | Resistência de polarização   |
| $R_{sp}$         | Taxa de geração espontânea   |
| $S$              | Densidade de fotões  |
| $s$              | Parâmetro de optimização   |
| $S_{ASE}$        | Densidade espectral de potência do ruído de ASE  |
| $S_{RIM, \phi}$  | Densidade espectral de potência do RIN e ruído de fase                                     |
| $T$              | Tempo em unidade reais   |
| $T_0$            | Largura do impulso   |
| $T_a$            | Temperatura absoluta   |
| $T_B$            | Período do Bit   |
| $T_{FWHM}$       | Largura do impulso a meia amplitude ( $T_{FWHM} \cong 1.76T_0$ para impulsos <i>sech</i> ) |
| $t_i$            | Transmitividade do espelho $i$   |
| $T_i, R_i$       | Campo transmitido e reflectido no percurso $i$   |
| $U, u$           | Amplitude normalizada do impulso   |
| $V_a$            | Volume da zona activa  |
| $v_g$            | Velocidade de grupo  |
| $v_{is}$         | <i>fringe visibility</i>   |
| $V_o$            | Tensão à saída do decisor  |
| $V_{w,b}$        | Volume do poço e da barreira   |
| $W$              | Largura do impulso   |
| $W_i$            | Energia óptica   |
| $w_r$            | Frequência das oscilações de relaxação do laser  |

|                 |  |
|-----------------|--|
| $Y_i, y_i, z_i$ | Variáveis aleatórias                     |
| $Z_0$           | Período do solitão                       |
| $Z_a$           | Distância entre amplificadores           |
| $Z_c$           | Comprimento característico da propagação |
| $z_p$           | Período de colisão em unidades físicas   |

## Glossário de Acrónimos

|       |  |
|-------|--|
| ASE   | Emissão espontânea acumulada ( <i>Amplified Spontaneous Emission</i> )                           |
| BER   | Taxa de erros de bit ( <i>Bit Error Rate</i> )   |
| CB    | Majorante de Chernoff ( <i>Chernoff Bound</i> )  |
| CC    | <i>Jitter</i> resultante de colisões completas ( <i>Complete Collision</i> )                     |
| DBR   | Laser de reflector de Bragg distribuído ( <i>Diffraction Bragg Reflector laser</i> )             |
| DFB   | Laser com realimentação distribuída ( <i>Distributed FeedBack laser</i> )                        |
| DM    | Acomodação da dispersão ( <i>Dispersion Management</i> )   |
| DST   | Transmissão Suportada por Dispersão ( <i>Dispersion Supported Transmission</i> )                 |
| D-WDM | WDM denso ( <i>Dense-Wavelength Division Multiplexing</i> )                                      |
| EDFA  | Amplificador de fibra óptica dopada com Érbio ( <i>Erbium-Doped Fiber Amplifier</i> )            |
| FET   | Transístor de efeito de campo ( <i>Field-Effect Tansistor</i> )                                  |
| FM    | Modulação de frequência ( <i>Frequency Modulation</i> )  |
| FP    | Filtro Fabry-Perot de cavidade simples   |
| FP3   | Filtro Fabry-Perot de cavidade dupla   |
| FSR   | Largura espectral disponível ( <i>Free Spectral Range</i> )                                      |
| FWHM  | Largura a meia altura ( <i>Full-Width Half Maximum</i> )   |
| FWM   | Mistura de quatro ondas ( <i>Four-Wave Mixing</i> )  |
| GH    | <i>Jitter</i> de Gordon-Haus   |
| GVD   | Dispersão da velocidade de grupo ( <i>Group Velocity Dispersion</i> )                            |
| IFS   | <i>Jitter</i> resultante de colisões incompletas ( <i>Incomplete collision Frequency Shift</i> ) |
| IM    | Modulação de intensidade ( <i>Intensity Modulation</i> )   |
| In    | <i>Jitter</i> resultante da interacção monocanal   |
| ISI   | Interferência intersimbólica ( <i>Inter-Symbol Interference</i> )                                |
| ISM   | Método de dispersão invertido ( <i>Inverse Scattering Method</i> )                               |
| MCB   | CB modificado ( <i>Modified Chernoff Bound</i> )   |
| MGF   | Função geradora de momentos ( <i>Moment Generating Function</i> )                                |

|                     |  |
|---------------------|--|
| MQW                 | Poço quântico múltiplo ( <i>Multiple Quantum Well</i> )  |
| NF                  | Figura de ruído ( <i>Noise Figure</i> )  |
| NLSE                | Equação não-linear de Schrödinger ( <i>Non-Linear Schrödinger Equation</i> )                       |
| OPC                 | Conjugação óptica de fase ( <i>Optical Phase Conjugation</i> )                                     |
| OTDM                | Multilexagem temporal óptica ( <i>Optical Time-Domain Multiplexing</i> )                           |
| PIN                 | Fotodíodo do tipo PIN – <i>Positive-Intrinsic-Negative</i>   |
| PMD                 | Dispersão do modo da polarização ( <i>Polarization Mode Dispersion</i> )                           |
| QW                  | Poço quântico ( <i>Quantum Well</i> )  |
| RIN                 | Ruído relativo de intensidade ( <i>Relative Intensity Noise</i> )                                  |
| RZ, NRZ             | Codificação com retorno a zero e sem retorno a zero ( <i>Return-to-Zero e Non-Return-to-Zero</i> ) |
| SCH                 | Heteroestrutura de confinamento separada ( <i>Separated Confinement Heterostructure</i> )          |
| SCORE               | <i>Simulation for COmmunications REsearch</i>  |
| SNR                 | Relação sinal ruído ( <i>Signal-to-Noise Ratio</i> )   |
| SPD                 | Densidade espectral de potência ( <i>Spectral Power Density</i> )                                  |
| SPM                 | Auto-modulação de fase ( <i>Self-Phase Modulation</i> )  |
| SQW                 | Poço quântico único ( <i>Single Quantum Well</i> )   |
| SRS                 | Dispersão estimulada de Raman ( <i>Stimulated Raman Scattering</i> )                               |
| SSFM                | <i>Split Step Fourier Method</i>   |
| TDDM                | Desmultiplexador temporal ( <i>Time-Domain DeMultiplexer</i> )                                     |
| WDM                 | Multiplexagem de comprimentos de onda ( <i>Wavelength Division Multiplexing</i> )                  |
| XPM                 | Modulação de fase cruzada ( <i>Cross-Phase Modulation</i> )  |
| <i>back-to-back</i> | Ligação directa da fonte óptica ao PIN do receptor.  |
| <i>Band edges</i>   | Extremos de banda  |
| <i>Chirp</i>        | Variação de frequência ao longo do impulso   |
| <i>Finesse</i>      | Finura   |
| <i>Grating</i>      | Filtro de grelha   |

## **Lista de Notações**

|  |   |
|--|---|
| $cc.$                                  | Complexo conjugado  |
| $\hat{x}$                              | Versor  |
| $\mathcal{F}, \mathcal{F}^{-1}$        | Transformada de Fourier e sua inversa   |
| $Q(.)$                                 | Função $Q(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} e^{-\frac{k^2}{2}}$ , para $k \gg 1$ . |
| $\frac{\partial^n}{\partial(\cdot)^n}$ | Derivada parcial de ordem $n$   |
| $\nabla(\cdot)$                        | Gradiente de uma função   |
| $\nabla^2(\cdot)$                      | Rotacional de uma função  |
| ${}_z x$                               | Derivada de primeira ordem de $x$ em relação a $z$                            |
| $M_x(s)$                               | Momento da variável $x$ em $s$  |
| $E_{ak}(f)$                            | Esperança matemática da função $f$ em $a_k$                                   |
| $P_x$                                  | Probabilidade de $x$  |
| $erf(x)$                               | Função de erro  |
| $\langle . \rangle$                    | Média   |



# ***CAPÍTULO 1***

## **Introdução**

### ***1.1. Introdução***

O modo de vida actual está a ser modificado pela evolução da capacidade dos sistemas de telecomunicações. A internet, o telefone, as comunicações via satélite, a televisão, o fluxo de dados de todos os tipos, com cada vez maior qualidade e em maior quantidade, vieram introduzir modificações e hábitos no consumo de informação. Deste facto, resulta o crescimento de tal modo elevado do tráfego de informação que ultrapassa na generalidade as previsões. A dependência de quase todos os processos da troca de informação é neste momento elevada, ao ponto de as pessoas já terem dificuldades em sobreviver sem eles e a terem muita dificuldade em filtrar do total de fluxo de informação a que realmente lhes pode interessar. A economia, o desenvolvimento económico e social de uma região estão neste momento dependentes de todo este fluxo para o seu funcionamento.

A evolução na nossa sociedade provocou um aumento da mobilidade das pessoas, sendo difícil a localização de uma família num determinado local durante mais do que uma

geração. Além disso, nas empresas é cada vez mais comum todo o processo de trabalho à distância, bem como a criação de delegações remotas. Estes factos proporcionam todo um conjunto de mecanismos de fluxo de informação, exigindo cada vez mais e melhor qualidade em todos os serviços de transferência de informação.

Toda esta necessidade crescente de informação, leva a um desenvolvimento rápido dos meios de comunicação de dados, que têm que evoluir a todos os níveis, começando pelas camadas de transporte, que foram inicialmente desenvolvidas para o transporte e comutação de voz. Deste modo, a necessidade de evolução da largura de banda e da distância, leva à procura de novos métodos de transmissão que sejam mais eficientes e ao mesmo tempo com encargos cada vez menores, de modo a que possam ser vantajosos e atraentes quer para as empresas que os exploram, quer para os consumidores que os usam. Sendo assim, grandes esforços têm sido postos na evolução dos sistemas de comunicação, com o objectivo final de completa transparência ao tipo de tráfego que o utilizador pretende enviar na linha e simultaneamente o providenciar de uma largura de banda tão grande quanto seja necessária para a aplicação que o utilizador deseja. Isto tem vindo a ser conseguido de diversas formas, apostando na ligação de fibra até à casa e no desenvolvimento de protocolos capazes de suprir esta capacidade de transparência global que tende a ser necessária.

Esta necessidade de transparência leva a um aumento substancial das capacidades de todo o processo de comutação e transmissão e, conseqüentemente, ao desenvolvimento e apuramento de novas técnicas. A procura de maiores valores para o produto capacidade×distância leva à exploração dos limites dos sistemas, tendo forçosamente que serem apresentadas soluções para resolver os problemas que daí resultam. Por forma a vencer um dos problemas mais importantes da propagação de impulsos em fibras, a dispersão, foram propostos o método de modulação DST (*Dispersion Supported Transmission*) [1] e a transmissão baseada em solitões [2], que permitem ultrapassar os limites de distância convencionais. O método DST aproveita o efeito da dispersão no sinal FSK modulado para, em conjunto com a equalização eléctrica conseguir vencer os efeitos da dispersão e permitir com isto, ultrapassar o limite imposto pela dispersão em cerca de um factor de 4 [1][5][6]. Este método é, no entanto, bastante sensível ao tipo de

equalização e às características do laser utilizados [3][4]. Por outro lado, os solitões [2], recorrendo ao uso de potências elevadas e uma forma do impulso elementar especial, permite compensar os efeitos da dispersão com os efeitos não lineares, aumentando a distância máxima de transmissão [2]. Contudo, por forma a aumentar a capacidade dos sistemas, os impulsos têm que ser lançados mais próximos e/ou em canais diferentes, resultando em efeitos de interacção a diversos níveis que necessitam de ser vencidos [7][8].

Assim, o crescente número de dispositivos e processos a tomar em consideração a quando do desenho e concepção dos sistemas a implementar, torna o processo de análise e projecto cada vez mais complexo e mais exigente em termos de recursos computacionais, concepção e ajuste de parâmetros. A complexidade torna difícil o estudo completamente analítico do sistema, sendo vulgarmente utilizada em sua substituição a simulação.

As ferramentas de simulação são, neste momento, um dos aspectos de evolução rápida e de diversidade grande, sendo correntes os simuladores de múltiplos níveis, que consideram as diversas camadas e tipos de simulação, para uma completa integração do desenho eléctrico e óptico. No entanto, o crescimento da complexidade dos simuladores e dos modelos dos dispositivos, aumentam simultaneamente as necessidades computacionais e de recursos. Outro aspecto relacionado com a simulação é a falta de visão global que esta consegue transmitir, inversamente ao estudo analítico, que permite uma visão global do comportamento do sistema caracterizado. Assim, simultaneamente com os simuladores, crescem as diversas técnicas de simulação e metodologias que englobam simultaneamente o processo puro de simulação, em conjunto com técnicas analíticas apuradas relacionadas com alguns dos aspectos e comportamentos de determinados processos do sistema.

Nesta perspectiva, actualmente, à implementação de um determinado sistema precedem sempre diversos procedimentos que visam testar e otimizar todos os parâmetros que podem ser previstos. Alguns dos procedimentos são: a definição do sistema em vários níveis de granularidade; o teste individual de cada modelo de componente do sistema; a integração dos diversos modelos de dispositivos e optimização global por simulação; a

implementação laboratorial de um protótipo; o reajuste dos modelos e nova simulação; o reajuste laboratorial; finalmente a implementação, reajuste e teste.

Neste trabalho, são abordados diversos aspectos deste mecanismo, sendo efectuados diversos passos dos diferentes processos. Sendo um dos objectivos deste trabalho o estudo dos sistemas multicanal, terá que ser dada, em primeiro lugar, grande atenção à propagação monocanal. Vão ser abordados dois tipos de modulação, já referidos: o método DST, tipicamente NRZ; e o método de transmissão por solitões, tipicamente RZ. Estes métodos são interessantes pelas suas diferentes capacidades e aplicações, sendo ambos usados para ultrapassar o limite de dispersão recorrendo a técnicas diferentes. Para o estudo destes métodos, tiveram que ser desenvolvidos modelos e ferramentas com objectivos específicos e um conjunto vasto de parâmetros e técnicas de avaliação teve que ser optimizado.

## **1.2. Objectivos deste trabalho**

O objectivo geral deste trabalho é desenvolver técnicas para melhorar o desempenho dos sistemas ópticos de telecomunicações actuais de alto ritmo, quer melhorando a distância máxima de transmissão quer aumentando a capacidade do sistema. Para conseguir este objectivo, foram estabelecidos alguns objectivos intermédios.

No âmbito dos sistemas DST, pretende-se a optimização de sistemas com codificação binária monocanal por forma a obtermos as maiores distâncias de transmissão. Como opção, para melhorar o ritmo de transmissão é necessária a caracterização e optimização de sistemas DST multinível. A associação destes sistemas à tecnologia WDM potencia ganhos adicionais, pelo que uma parte dos estudos irá incidir na optimização de sistemas WDM baseados na técnica de transmissão DST multinível.

Para sistemas com solitões, dada a importância da interacção entre impulsos, em sistemas monocanal e WDM, pretende-se a caracterização destes fenómenos, e a procura de soluções para minimizar os seus efeitos nefastos.

Para caracterizar os diversos sistemas serão desenvolvidas técnicas analíticas, de simulação e semi-analíticas que representem um compromisso entre precisão, complexidade e recursos computacionais necessários para a sua análise e optimização.

### **1.3. Estrutura da Tese**

Este trabalho apresenta-se com oito capítulos cobrindo os diversos temas relacionados com a análise e optimização dos sistemas DST e de solitões. O presente capítulo, o primeiro, apresenta o contexto em que se insere o tema do trabalho, seus objectivos e estrutura, bem como as principais contribuições.

No segundo capítulo, é apresentada uma resenha histórica breve, que termina com o estado actual da tecnologia, inserindo e ligando assim também no tempo o contexto deste trabalho. Referem-se, brevemente, as principais características dos dois tipos de sistemas que vão estar na base de todo o trabalho.

No terceiro capítulo, com base na literatura e em medições experimentais de alguns dispositivos, são desenvolvidos modelos que, implementados em diversas plataformas de programação e simulação, servirão para a simulação, avaliação e optimização dos diversos sistemas utilizados ao longo deste trabalho. São ainda apresentadas as diversas metodologias de avaliação do desempenho de sistemas de comunicação óptica.

No quarto capítulo, sistemas monocal e multicanal baseados na Transmissão Suportada por Dispersão (DST) binária e quaternária, são modelados, com base em experiências laboratoriais efectuadas por diversos parceiros de um projecto Europeu. Esses sistemas, serão optimizados, estudando cada um dos componentes da cadeia de transmissão, tendo em vista a melhoria do seu desempenho. O laser, dado o seu impacto no desempenho do sistema, irá ser estudado com especial profundidade, tendo em vista a optimização das suas características para o método de transmissão em questão. Os elementos que formatam o sinal que modula o laser serão também alvo de algum cuidado. No ponto de vista do receptor, a etapa de equalização será também estudada com algum rigor

abordando o desempenho, otimizando a forma e as características desse dispositivo, também fundamental no método DST. Todo este estudo visa o conhecimento mais aprofundado do sistema, para posterior concepção de sistemas DST-WDM. Serão desenhados, simulados e caracterizados dois sistemas DST-WDM com 16 canais, baseados em codificação binária e quaternária.

No capítulo cinco, os sistemas não lineares são modelados e caracterizados, nomeadamente a propagação de solitões. No que diz respeito a estes sistemas, irá ser dada especial importância ao estudo da interacção entre impulsos na presença de desvios de frequência. Esse estudo destina-se ao desenvolvimento de formulação capaz de prever a posição temporal dos impulsos ao longo da propagação. A ferramenta analítica desenvolvida neste capítulo, é em seguida utilizada para estudar o comportamento solitões sujeitos a desvios de frequência, tendo sempre em vista a aplicabilidade deste fenómeno. Caracteriza-se ainda o regime de interacção periódica, monocanal, e o regime de interacção pontual, WDM. Abordam-se também diversos métodos alternativos para a minimização e controlo da interacção entre impulsos. Por fim propõe-se um método de controlo da interacção entre solitões, baseado em desvios de frequência selectivos.

No capítulo seis, ainda relacionado com sistemas não lineares, será estudado o impacto da técnica de controlo da dispersão, em sistemas de solitões. É introduzida a metodologia das lagrangeanas, tendo em vista facilitar a previsão das características dos impulsos com tempos de simulação aceitáveis. Estudam-se em seguida a interacção de solitões em sistemas monocanal e multicanal. No último caso, estuda-se o comportamento de sistemas WDM com compensação de dispersão e propagação não linear, com vista à identificação das vantagens e possíveis problemas, apresentando-se soluções para a sua resolução. Será apresentado neste capítulo um método para distribuição de canais em sistemas WDM com características pseudo-periódicas, que podem ser causadas por vários factores, entre os quais a dispersão de terceira ordem.

No capítulo sete, e ainda para sistemas de solitões (RZ), no entanto com uma postura perfeitamente geral, irão ser estudados métodos de majoração da probabilidade de erro,

tendo em vista a minimização do tempo de simulação, um dos problemas mais prementes em sistemas com propagação não linear. Essa metodologia, baseada nos majorantes de Chernoff simples e modificado (*Chernoff bound* e *Modified Chernoff bound*), visará essencialmente caracterizar com algum rigor, uma grande variedade de fenómenos que ocorrem em sistemas monocanal e multicanal, como os diferentes tipos de *jitter*, interacção entre impulsos, diafonia linear entre canais, interferência entre símbolos, amplificação óptica, filtragem óptica. A metodologia do *Chernoff bound* é aplicada à avaliação e optimização de sistemas baseados em solitões. Os limites de validade desta metodologia serão estabelecidos por testes comparativos entre a taxa de erros por ela determinada e o correspondente valor obtido por simulação .

Finaliza-se este trabalho com o capítulo oito, onde são apresentadas as conclusões e sugestões para trabalho futuro.

#### **1.4. Principais Contribuições**

Na opinião do autor, as principais contribuições do trabalho, são:

- Estudo e optimização dos parâmetros do laser, para um desempenho óptimo em sistemas DST (cap. 4).
- Optimização e determinação de critérios para a escolha de equalizadores em receptores para sistemas DST (cap. 4).
- Derivação de formulação para determinação da frequência de corte em equalizadores do tipo polo simples para DST, tendo em conta a modulação residual do laser emissor (cap. 4).
- Simulação e optimização de sistemas WDM de alta densidade com alto aproveitamento espectral (0.86 bit/s/Hz) com base no método DST (cap. 4).

- Estudo e derivação de formulação para caracterização da interacção entre solitões na presença de um desvio de frequência variável (cap. 5).
- Desenvolvimento de uma metodologia para minimização da interacção entre solitões, com base na imposição de desvios de frequência selectivos em impulsos de uma sequência de informação (cap. 5).
- Desenvolvimento de uma metodologia para distribuição de canais WDM, onde são minimizados os efeitos da propagação pseudo-periódica de solitões em sistemas com compensação de dispersão (cap. 6).
- Derivação de majorantes da probabilidade de erro em sistemas monocal, onde a interacção entre impulsos é já bastante intensa (cap. 7).
- Desenvolvimento de majorantes da probabilidade de erro tendo em conta uma grande gama de fenómenos, dando especial destaque aos fenómenos advindos da multiplexagem de solitões no comprimento de onda (WDM). Nesta formulação são tomados em consideração a interferência intersimbólica, a amplificação óptica, a diafonia linear devida à desmultiplexagem, o *jitter* de interacção em sistemas monocal, o *jitter* resultante da colisão completa e incompleta entre impulsos de diversos canais WDM, o ruído do receptor, a característica do equalizador eléctrico, o efeito da filtragem óptica, a forma do impulso e a distorção causada pela propagação num impulso isolado (cap. 7).



## Referências:

- [1] B. Wedding, "New method for optical transmission beyond dispersion limit", *Electron. Lett.*, n 14, v 28, pp. 1298-1300, 1992
- [2] Govind Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 2<sup>nd</sup> edition, Wiley series, New York, 1997, Cap. 10
- [3] A. Teixeira, R. Ribeiro, J. da Rocha, "Equaliser optimisation for multilevel Dispersion Supported Transmission systems", *Proc. Telec. Research Symposium*, UC London, UK, july, 20-21, 1997
- [4] A. Teixeira, R. Ribeiro, J. da Rocha, "Laser optimisation for multilevel Dispersion Supported Transmission systems", *LEOS proceedings*, San Francisco, California, US, 7-13 Nov. 1997
- [5] B. Junginger, B. Franz, B. Wedding, "10-Gb/s optical transmission up to 253 km via standard single-mode fiber using the method of dispersion-supported transmission", *J Lightwave Technol.*, n 10, v 12, p 1720-1727, 1994
- [6] B. Wedding et al., "Dispersion-supported transmission at 20 Gbit/s over 53 km standard singlemode fibre", *Electron. Lett.*, n 7, v 31, pp. 566-568, 1995
- [7] J. P. Gordon, 'Interaction forces among solitons in optical fibers', *Optics Lett.*, vol. 8, No. 11, pp. 596-598, 1983
- [8] L.F. Mollenauer, S. G. Evangelides and J. P. Gordon, "WDM with solitons in ultra-long distance transmission using lumped amplifiers", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 9, No. 3, pp. 362-367, 1991

# ***CAPÍTULO 2***

## **Sistemas de Comunicação Óptica**

### ***2.1. História***

As comunicações estão na base da difusão de informação bem como enraizadas no desenvolvimento do homem. Desde sempre, o homem tentou desenvolver metodologias para transmitir a informação. Inicialmente, o recurso a mensageiros para transmissão de informação escrita foi usado para suprir a distância, mas o ritmo de transmissão de informação era com esse método naturalmente baixo. Já no século VIII AC, os gregos antigos e os chineses, usavam sinais luminosos de diversas origens para fazer a transmissão de informação. Sinais de fumo foram também usados com o mesmo intuito. Para suprir a atenuação natural do meio que era usado, o ar, foram inventados repetidores, que detinham forçosamente inteligência e faziam uma reprodução dos sinais que compreendiam, sinais estes provenientes de outras fontes nas suas proximidades.

No entanto, nos primórdios da comunicação, a transmissão era baseada em palavras, logo forçosamente limitada na capacidade de transmissão de informação. Contudo, por volta

do ano 150AC esta foi transformada numa comunicação baseada no alfabeto. Este factor foi determinante no avanço deste tipo de comunicações pois, o número de mensagens que poderiam ser transmitidas era agora tão vasto quanto o vocabulário, tendo sido abertas as portas para os códigos de transmissão.

Este tipo de sistemas foi então implementado mais metodicamente no século XVIII, tendo sido estudado um sistema de transmissão, com codificador mecânico e retransmissores colocados estrategicamente. Assim, foi possível o aumento da taxa de transmissão, da facilidade de codificação e da fiabilidade do sistema, no entanto a taxa de transmissão era ainda baixa.

Morse, em 1838, faz desviar as atenções dos sistemas ópticos, resolvendo com a tecnologia que estava madura na época, a electricidade com uma codificação de dois símbolos, muitos dos problemas próprios dos sistemas ópticos de transmissão via atmosfera. Recorrendo a este meio e com a tecnologia disponível, foi possível mecanizar todo o processo de retransmissão, tornando-o mais eficiente, rápido, fiável e podendo alcançar longas distâncias.

Após este salto quantitativo de cariz digital, a tendência foi desviada para os sistemas analógicos, com a invenção do telefone. Com esta invenção, as comunicações tornaram-se mais fáceis de utilizar e de cariz mais prático e utilitário, tendo por isso havido um forte crescimento e divulgação das mesmas. No entanto, a digitalização tomou conta da maior parte das redes de comunicações actuais.

Contudo, os condutores eléctricos começaram a apresentar-se como uma solução dispendiosa para o crescimento das necessidades de comunicação. Assim, a alternativa apresentada por Hertz, as comunicações por rádio, veio solucionar alguns dos problemas que os cabos coaxiais apresentavam, por exemplo limitações em sistemas de difusão. Esta técnica é hoje em dia fortemente utilizada e difundida, sendo uma das técnicas de eleição para sistemas de difusão e comunicações de débitos médios. O crescimento da taxa de transmissão causou um decréscimo no comprimento de onda, levando à exploração de toda a banda Hertziana. Esta diminuição progressiva do comprimento de onda abriu de novo perspectivas para as comunicações ópticas.

Um passo importante para o desenvolvimento das comunicações ópticas foi o desenvolvimento de uma fonte de luz com coerência suficiente, o laser [1]. Um laser permite uma largura espectral pequena, podendo ser facilmente comparável com uma fonte de ondas Hertzianas, e assim, foi possível a aplicação de todo o conhecimento existente sobre esse tipo de fontes. Seguidamente, o processo foi evoluindo, e começaram a surgir vários tipos de lasers na zona dos 900nm, onde já existiam os fotodíodos de silício. Seguidamente, evoluíram os fotodetectores, sendo desenvolvidos os do tipo positivo-intrínseco-negativo (PIN), que apresentam alta sensibilidade e largura de banda. Outro dos blocos dos sistemas de comunicação que ainda tinham tido pouca atenção, era o canal de transmissão. Com o diminuir do comprimento de onda, os guias de onda aumentavam a sua complexidade tornando-se mais dispendiosos, e, por outro lado, a atmosfera apresentava grandes perdas. Daí, foi sugerida a transmissão por fibras de vidro.

Como acontece em toda a tecnologia, os primeiros materiais são raramente ideais a aplicação pretendida. Mas rapidamente se desenvolvem estudos diversos sobre o assunto e novos materiais, e sugestões são feitas para o seu melhoramento. Assim aconteceu também com a fibra de vidro, que inicialmente aparecia com bastantes problemas mecânicos e grandes atenuações (1000dB/km). Foram estudadas e aprofundadas as impurezas do material usado, e rapidamente se conceberam fibras monomodo, que nos 900nm tinham atenuações já aceitáveis (20dB/km). Deste modo, foram criadas condições para que esta tecnologia fosse integrada e surgissem os primeiros troços integralmente ópticos.

Então, na Europa e nos EUA [2] foram iniciados os primeiros trabalhos com vista à implementação desta tecnologia. Inicialmente, surgem sistemas com modulação de intensidade e detecção directa, na janela dos 850nm. Seguidamente, estes sistemas evoluíram no sentido dos 1300nm, onde foram vencidos os problemas mecânicos das fibras, e a dispersão se apresentava mínima. Nesta janela a atenuação era ainda um problema. Surgiram então os amplificadores de baixo ruído e alto ganho, inteiramente ópticos, os amplificadores de fibra dopada de Érbio, a trabalhar na janela dos 1550nm, comprimento de onda onde também a atenuação da fibra é mínima. Estavam então

reunidas as condições para uma nova era de comunicações, cujos limites estavam ainda longe de ser explorados.

Juntamente com a evolução dos materiais e dispositivos, esteve sempre a evolução das técnicas de transmissão, que permitiam vencer as diferentes dificuldades que os canais impunham, exemplos são: os sistemas de modulação de intensidade, de frequência, de fase, a detecção directa, os sistemas homódinos e heteródinos. Para aumento da capacidade foram sugeridas técnicas de multiplexagem temporal, na frequência e no comprimento de onda.

Actualmente, muitas das ligações de débitos altos são feitas por fibras ópticas que conectam pontos distantes, ligando por exemplo os diversos continentes, e transportando todos os tipos de informação. São exemplo os apresentados na Tabela 1 [3].

| <i>Denominação</i> |   | <i>Distância [Mm]</i> | <i>Capacidade [Gbit/s]</i> | <i>Ano</i> |
|--------------------|---|-----------------------|----------------------------|------------|
| TAT-12/13          | <i>TansAtlantic Telephone</i>                             | 13                    | 5                          | 1996       |
| TPC-5              | <i>TransPacific Cable</i>                                 | 24                    | 5                          | 1996       |
| FLAG               | <i>Fiberoptic Link Around the Globe</i>                   | 27                    | 5                          | 1997       |
| SEA-ME-WE 3        | <i>South East Asia – Middle East – Western Europe N.3</i> | 36                    | 8×2.5                      | 1998       |
| AC-1               | <i>Atlantic Crossing N.1</i>                              | 7.1                   | 8×2.5                      | 1999       |

*Tabela 1- Alguns cabos submarinos de fibras ópticas*

As fontes de dados produzem normalmente, débitos bastante abaixo dos suportados pelas ligações do tipo das apresentadas na Tabela 1. Assim, para obtermos sinais de débitos mais altos recorre-se à multiplexagem temporal, em que diversas fontes digitais são intercaladas por forma a gerar sequências de mais alto débito. Cada canal dispõe de um

espaço temporal especial a ele atribuído repetidamente. Deste modo, temos no canal final um débito que é a colecção de muitas fontes de débitos inferiores.

Inicialmente, devido a limitações de ordem prática e tecnológica, não era possível ter o sincronismo adequado de todas as fontes de baixo débito, e como tal foi desenvolvido o sistema PDH (*Plesiosynchronous Digital Hierarchy*). Com base em canais do tipo PCM (*Pulse Code Modulation*), tínhamos então multiplexados 24 canais- 1.544Mbit/s (EUA e Japão) ou 30 canais – 2.048Mbit/s (Europa), podendo estes ainda ser entrelaçados com outros tributários do mesmo tipo para gerar ritmos maiores (até 139.264Mbit/s). No entanto, este sistema apresentava certos problemas pelo facto de introduzir bits extra para suprir problemas de sincronismo, pelo que o processo de desmultiplexagem e multiplexagem que eram complexos. A evolução da tecnologia, no entanto, permitiu uma utilização mais flexível da rede, recorrendo operações síncronas, surgindo o SDH (*Synchronous Digital Hierarchy*), com ritmos normalizados desde 155.52 Mbit/s em STM-1 (*Synchronous Transport Module N.1*) até 9.953.28Mbit/s em STM-64.

O SDH, dada a sua estrutura, permite a adição e remoção de canais tributários individuais sem ter que desmultiplexar a estrutura toda, podendo suportar outras normas como o ATM e o PDH, ou seja sinais com características distintas (síncronos e assíncronos). No entanto, esta estrutura apresenta ainda algumas limitações, pois a sua transparência e melhoramento de capacidade apenas se pode ser conseguido com o aumento da multiplexagem temporal. Assim, uma tecnologia paralela, o WDM (*Wavelength Division Multilexing*), com necessidades próprias, tem vindo a ser desenvolvida para que a multiplexagem temporal de ritmos muito altos não seja necessária. Esta tecnologia permite a multiplexagem no comprimento de onda de várias fontes tributárias, sem que haja entre estas qualquer tipo de interacção ou mistura. Os sinais depois de multiplexados no comprimento de onda, são desmultiplexados e entregues a dispositivos de processamento, como se tivessem sido transportados em fibras diferentes. Este tipo de sistemas, no entanto, não apresenta completa transparência, dadas as condições de propagação e de desmultiplexagem reais, necessitando de componentes ópticos especialmente vocacionados. Contudo, com ajuda de informação de controlo extra, esta tecnologia apresenta-se como uma tecnologia de eleição, dadas as suas características de

transparência à formatação de entrada, e a capacidade de comutação que lhe pode ser dada.

## **2.2. Estado Actual da Tecnologia**

Actualmente, muitos desenvolvimentos nos sistemas ópticos são feitos em ambas as janelas de transmissão da fibra (1300nm e 1500nm), sendo obtidos bons resultados com ambos os tipos de sistemas, como foi o caso por exemplo dos projectos Europeus UPGRADE (1300nm), ESTHER e SPEED (1500nm). No entanto, os sistemas que vão ser abordados neste trabalho, são na janela dos 1550nm, uma vez que os amplificadores ópticos mais promissores existem para essa janela e as perdas da fibra são aí mínimas, permitindo maiores comprimentos de ligação com tecnologia relativamente acessível.

Actualmente, existem muitos milhares de quilómetros de fibra já instalada. Estes troços de fibra, foram inicialmente desenhados para suportar os sistemas de 1300nm, ou em WDM 1300nm /1500nm. No entanto, o crescimento desmesurado das necessidades, tem exigido a implementação de novas fibras, que conforme os operadores, tem vindo a ser diversificada. Deste modo, além das fibras monomodo padrão com dispersão de 17ps/nmkm e atenuação de 0.2dB/km a 1550nm, foram instaladas também fibras de dispersão desviada, e outras.

Os lasers têm também sofrido evoluções, melhorando as suas capacidades em termos de potência, coerência, velocidade e flexibilidade de modulação, permitindo que os sistemas evoluam rapidamente [16][17]. Do ponto de vista de transmissão, a formatação RZ com transmissão não linear, e a formatação NRZ recorrendo a benefícios das não linearidades, apareceu em grande destaque. Para sistemas NRZ, o efeito da não linearidade é aproveitado para compensar parte da dispersão [14]. Os sistemas RZ não lineares, usam o balanço entre o efeito não linear e a dispersão para manterem a forma de impulsos especiais, por exemplo solitões, atingindo assim grandes ritmos e distâncias de transmissão [5]. Em paralelo com este tipo de sistemas, aparecem os sistemas do tipo não linear, em que são aplicadas teorias próprias da tecnologia NRZ, e são obtidos outros tipos de transmissão estável e com grandes potenciais [13][20][21]. Os impulsos

gaussianos, também chamados de solitões com *chirp*, aliados à compensação de dispersão, aparecem a suprir muitas das dificuldades que os solitões apresentavam, e assim ultrapassarem-se algumas barreiras que pareciam intransponíveis [22]-[25]. Com estes sistemas, impulsos com ou sem compensação de dispersão, os limites nas distâncias de transmissão foram alargados para a ordem das dezenas de Megametros [13] e os espaçamentos entre amplificadores para as centenas de quilómetros [13][18][19]. Com estes limites tão elevados, mas com a tecnologia limitada em termos de comutação, geração e consumo de dados, as atenções começaram a virar-se para os sistemas multicanal. Estes sistemas, aliam a tecnologia TDM (*Time Domain Multiplexing*) existente e madura para taxas de transmissão razoavelmente baixas (10 e 40Gbit/s) com as técnicas de multiplexagem e comutação ópticos no comprimento de onda (WDM), para explorar a grande largura de banda da fibra. Foram obtidos 2.6Tbit/s a 120km [4] e cerca de 1Tbit/s a 1Mm [5], recorrendo a esta metodologia e aos diversos métodos de modulação.

Nesta altura da evolução do conhecimento, a comutação óptica multicanal é uma das áreas mais activas sob o ponto de vista científico e industrial.

### **2.3. Sistemas com Transmissão Suportada por Dispersão (DST)**

Este tipo de sistemas, é baseado na modulação FSK. Para obter este tipo de sinais, apenas é necessário um laser polarizado com uma determinada corrente e modulá-lo com uma sequência previamente regulada em amplitude. Este tipo de modulação é bastante simples e económica de obter [15].

No entanto, este tipo de modulação é mais interessante, em termos de distância máxima de propagação, que os sistemas FSK normais, pois, em fibras dispersivas, sinais com frequências distintas, sofrem desfasamentos temporais diferentes com a propagação. Se todos os parâmetros forem controlados convenientemente, o sinal FSK pode converter-se em modulação de intensidade (*IM-Intensity modulation*), após a passagem do limite imposto pela dispersão. Este sinal, com uma característica tipicamente passa alto, capaz de ser equalizado no receptor recorrendo a um filtro eléctrico, permite uma recuperação



dos dados a distâncias da ordem de  $4\times$  o limite imposto pela dispersão, dando origem ao método de transmissão designado por DST [15].

Em termos de largura de banda, este tipo de sistemas com propagação DST, são menos exigentes que a propagação com base em modulação de intensidade admitindo alguma distorção sem degradar muito o desempenho do sistema. Deste modo, este tipo de propagação permite grande densidade quando utilizado em sistemas WDM [27]. Os canais WDM podem ser colocados perto uns dos outros, e simultaneamente os limites impostos pela dispersão podem ser vencidos. Esta foi a principal razão que nos levou a estudar este tipo de sistemas e a aprofundar o seu comportamento.

## **2.4. Sistemas com Solitões**

Estes impulsos, com envolvente do tipo secante hiperbólica, propagam-se na fibra mantendo a sua forma, tendo sido em 1973 demonstrada teoricamente [6] e em 1980 experimentalmente [7] a sua aplicabilidade em fibras ópticas.

Dadas as suas propriedades, estes impulsos são vantajosos relativamente ao uso de repetidores para repor a forma do impulso, dada a sua robustez relativamente a certos fenómenos surgidos na propagação [26]. O grande problema dos sistemas baseados em solitões, é que, ao contrário de por exemplo dos sistemas DST, as fontes ópticas não são muito baratas nem estáveis. Este facto tem sido um dos grandes impedimentos para a sua implementação maciça.

Do ponto de vista da sua funcionalidade, vários fenómenos afectam os sistemas de solitões, como por exemplo o *jitter*, que pode ter diversas origens, sendo o mais comum o efeito de Gordon-Haus [8] e o da interacção entre impulsos [9]. No entanto, existem técnicas diversas para minimizar os efeitos destes fenómenos, e transmissões deste tipo de impulsos ao longo de muito longas distâncias já foram conseguidas [10].

De modo a aumentar a capacidade de sistemas à base de solitões, podemos aumentar o débito binário utilizando a multiplexagem no tempo ou recorrer à técnica de WDM. Na

primeira opção, temos as limitações que são impostas pela interacção entre impulsos do mesmo canal e pelo *jitter*. Para a segunda opção, o *jitter* provocado pelas colisões entre os diversos canais limita a máxima capacidade do sistema (para o caso de não haver controlo desta interacção). Este tipo de sistemas apresenta em WDM, características e requisitos muito específicos, tendo limitações espaçamento no máximo e mínimo entre canais no comprimento de onda. Assim, o aumento da capacidade em sistemas de solitões passa por algumas técnicas, entre as quais a gestão da dispersão.

A gestão da dispersão pode ser efectuada de dois modos, podendo ser usadas fibras com dispersão decrescente, ou compensadores da dispersão. No primeiro caso, a dispersão é desenhada de modo a que o solitão se mantenha localmente como um solitão fundamental. Com esta técnica, os efeitos negativos dos ciclos de amplificação, são evitados (eg. radiação). A compensação da dispersão permite no entanto manter localmente uma dispersão alta, permitindo deste modo oscilações nas propriedades do solitão, e simultaneamente ter uma dispersão global baixa. As vantagens desta metodologia relacionam-se com o *jitter* temporal que é diminuído [23][24], o aumento do espaçamento entre amplificadores [18][19] e minimiza alguns factores próprios de sistemas WDM, com por exemplo o *jitter* de interacção [25] e a mistura de quatro ondas. No entanto, sistemas não lineares com compensação de dispersão, apenas apresentam soluções completamente periódicas para condições muito particulares dos parâmetros do sistema.

Estas técnicas, no entanto têm permitido a obtenção de ritmos de transmissão elevados [5][11][12] associados a melhores resultados que por recurso a sistemas lineares [13].

## Referências:

- [1] A. L. Shallow, et al, "Infrared and Optical Masers", Phys. Rev., V. 12, pp.1940-1948, 1958
- [2] W. F. Giozza, et al., *Fibras ópticas, tecnologia e projecto de sistemas*, Markon Books e McGraw Hill, São Paulo, 1991
- [3] P. R. Triscitta, et al., "Applying WDM technology to Undersea Cable Networks", IEEE Comm. Mag., V. 34, pp. 888, 1987
- [4] Y. Yano et al, "2.62 Terabit/s WDM transmission experiment using optical duobinary coding", ECOC96 proceedings, pp.5.3-5.6, 1996
- [5] Y. Miyamoto, et al., "1.04Tbit/s DWDM transmission experiment based on alternate-polarization 80Gbit/s OTDM signals", ECOC'98, Vol. 3, pp.55-56, 1998
- [6] A. Hasegawa et al., "Transmission of stationary Nonlinear Optics in Dispersive Dielectric Fibers I. Anomalous Dispersion", Appl. Phys. Lett., V. 23, pp. 142, 1973
- [7] L. F. Mollenauer, et al., "Experimental observation of picosecond Pulse narrowing and solitons in Optical fibers", Phys. Rev. Lett., V. 45, pp.1905, 1980
- [8] J. P. Gordon and H. A. Haus, "Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission", Opt. Lett., Vol. 11, No. 10, pp. 665-667, 1986
- [9] J. P. Gordon., "Interaction forces among solitons in optical fibers", Optics Letters, vol. 8, No. 11, pp. 596-598, 1983
- [10] K. Suzuki, et al., "40Gbit/s single channel Optical soliton transmission over 70000km using in-line synchronous modulation and optical filtering", Electron. Lett., V. 34, pp.98, 1998
- [11] H. Taga, et al., "50 WDM, 10.66Gbit/s Transmission experiment over 1600km employing Gain-Flattened EDFA chain", Electron. Lett., V. 34, pp.382, 1998
- [12] M. Suzuki, et al., "160Gbit/s (8x20Gbit/s) soliton WDM transmission experiments using dispersion flattened fibre and periodic dispersion compensation", Electron. Lett., V. 34, pp. 475, 1998
- [13] J. Jacob, E.A. Golovchenko, A.N. Philipetski; G.M. Carter, C.R. Menyuk, "Long-haul, 10 Gbit/s error-free transmission of NRZ data and dispersion-managed solitons using the same transmission system", ECOC'97 (Edinburgh), pp. 1.11-1.14, 1997.
- [14] A. Cartaxo and J. Morgado, "Impact of fiber nonlinearity on the fiber transfer function of intensity modulation transmission systems", SPIE, Vol 3230, pp. 44-55, 1997
- [15] B. Wedding, "New method for optical transmission beyond dispersion limit", Electron. Lett., n 14, v 28, pp. 1298-1300, 1992
- [16] R. Vodhanel, A. Elfreire and R. Wagner, "Ten-to-twenty gigabit-per-second modulation performance of 1.5µm distributed feedback lasers for FSK systems", J. of Lightwave Technol., Vol. 7, pp. 1454-1460, 1989
- [17] R. Nagarajan, T. Fukushima, M. Ishikawa, R. Geels and J. E. Bowers, "high speed quantum-well lasers and carrier transport effects", J. of Quantum Electron., Vol. 28, pp. 1990-2008, 1992
- [18] D. Le Guen, F. Favre, M.L. Moulinard, M. Henry, G. Michaud, L. Macé, F. Devaux, B. Charbonnier, T. Georges, "200Gbit/s 100km-span soliton WDM transmission over 1000km of standard fibre with dispersion compensation and pre-chirping", OFC'97 (Dallas), paper PD17, 1997.
- [19] D. Le Guen, F. Favre, M.L. Moulinard, M. Henry, G. Michaud, F. Devaux, B. Charbonnier, T. Georges, "320 Gbit/s soliton WDM transmission over 1100 km with 100 km dispersion-compensated spans of standard", ECOC'97, Post-Deadline Session, pp.25-28, 1997.
- [20] N. Edagawa, I. Morita, M. Suzuki, S. Yamamoto, H. Taga, S. Akiba, "20 Gbit/s, 8100 km straight-line single-channel soliton-based RZ transmission experiment using periodic dispersion compensation", Proc. of 21st ECOC'95, Post-deadline paper ThA3.5, 983-986, Brussels, 1995.
- [21] T. Georges, "Extended path-averaged Soliton regime in highly dispersive fibers", Optics Lett., n. 22, pp.679, 1997.
- [22] M. Suzuki et al. "Reduction of Gordon-Haus timing jitter by periodic dispersion compensation in soliton transmission", Electron. Lett. 31, pp. 992 1995.
- [23] N.J. Smith, F.M. Knox, N.J. Doran, K.J. Blow, I. Bennion, "Enhanced power solitons in optical fibres with periodic dispersion-management", Electron. Lett. 32, pp.54-55, 1996.
- [24] N.J. Smith, W. Forysiak, N.J. Doran, "Gordon-Haus jitter reduction in enhanced power soliton systems", OFC'97 (Dallas), paper ThN5, 1997
- [25] I. Morita, et al., "Long-Haul Soliton WDM Transmission with Periodic Dispersion compensation and Dispersion slope Compensation", J. Lightwave Technol., v.17, n.1, pp. 80-86, 1999.
- [26] Govind Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 2<sup>nd</sup> edition, Wiley series, New York, 1997
- [27] M. Lima, A. Teixeira and F. Rocha, "Optical Filters for Nx20Gbit/s WDM Dispersion Supported Transmission Systems", Proceedings of ConfTele99, Sesimbra, Portugal, pp.569-573, 1999

# **CAPÍTULO 3**

## **Conceitos Fundamentais e Modelos para Simulação**

### **3.1. Introdução**

Neste capítulo, os conceitos fundamentais para este trabalho são abordados e como tal os componentes ópticos mais relevantes nos sistemas de transmissão de informação utilizados são modelados.

O capítulo começa, na secção 3.2, por abordar os amplificadores ópticos com fibra dopada com Érbio (EDFA-*Erbium-Doped Fiber Amplifier*). Seguidamente (secção 3.3) são estudados os lasers de poço quântico simples e múltiplo (SQW-*Single Quantum Well* e MQW-*Multiple Quantum Well*) usados neste trabalho para gerar sinais para transmissão suportada por dispersão (DST). Seguidamente, secção 3.4, o modelo de propagação na fibra será estudado com algum detalhe, e serão estudados os modelos dos filtros ópticos que vão ser utilizados (secção 3.5). Na secção 3.6 algumas considerações sobre métodos de avaliação de sistemas com transmissão óptica vão ser efectuadas. Na secção 3.7, os simuladores utilizados vão ser apresentados. Finaliza-se o capítulo com as conclusões.

### 3.2. Amplificador Óptico de Fibra Dopada com Érbio (EDFA)

Este dispositivo permite a amplificação de sinais ópticos recorrendo a um processo de emissão estimulada, que ocorre nos iões de Érbio. Simultaneamente com a emissão estimulada ocorre também a emissão espontânea que gera ruído. No entanto, os efeitos deste ruído podem ser minimizados, possibilitando a transmissão a longas distâncias [6] e com uma grande largura de banda disponível [4][5].

Neste tipo de amplificadores as características do ganho e largura de banda são determinadas pelo dopante usado, pela sua concentração e pela extensão da área dopada. Neste contexto, podemos ainda acrescentar que estes amplificadores podem ser usados em duas configurações principais: como amplificador concentrado de pequeno comprimento (10-100m), em que a área é altamente dopada; ou então na configuração distribuída, em que a própria transmissão é feita sobre fibras dopadas com pequena concentração de Érbio, de modo a eliminar apenas as perdas da fibra.

O Érbio é um dos dopantes mais frequentemente usados, dadas as características de ganho, largura de banda e por emitir na gama dos  $1.55\mu\text{m}$ , região onde a fibra tem menores perdas [3]. Além do Érbio, muitos outros dopantes podem ser também usados, no entanto apenas alguns emitem na janela dos  $1550\text{nm}$  e por tal são menos frequentemente usados em comunicações ópticas [3].

O Érbio comporta-se como um sistema quântico com três níveis de energia (Figura 1).

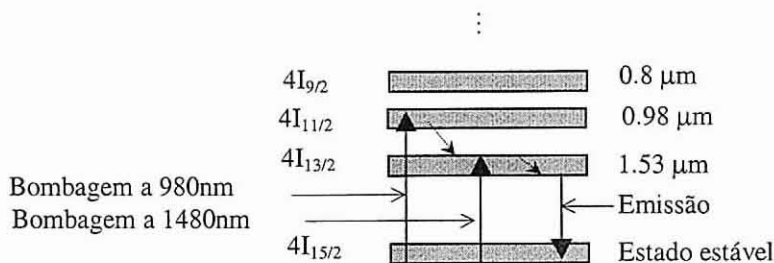


Figura 1- Diagrama de níveis de energia dos iões de Érbio em fibras de silício.

Neste tipo de sistemas (Figura 1), o ião no nível fundamental é excitado para um nível superior (instável) pela absorção de fotões da bomba. O ião relaxa em seguida rapidamente, por um processo não radiativo, para um nível de energia mais baixo. Este nível tem um tempo de vida da ordem das dezenas de milisegundos por isso se chama de meta-estável. A energia armazenada nesse estado é usada para amplificar um sinal via emissão estimulada. A relaxação deste estado é efectuada com a emissão estimulada de um fotão, cuja energia corresponde a radiação óptica situada na janela dos 1550nm. A emissão estimulada é provocada por um fotão com comprimento de onda dentro da banda de emissão do Érbio, que ao passar pela fibra dopada excitada, origina a libertação de um ou mais fotões coerentes com o fotão incidente.

Ao mesmo tempo que há um aumento do número de fotões coerentes com o sinal (amplificação óptica), também se dá um outro fenómeno não menos importante. De facto, pode dar-se a libertação espontânea de energia, sob a forma de um fotão. Este efeito acontece num instante aleatório e com direcção e comprimento de onda também aleatórios. No contexto das comunicações ópticas, este fenómeno é designado por ruído de emissão espontânea amplificada (ASE- *Amplified Spontaneous Emission*).

### 3.2.1. Esquema Básico de um EDFA

A Figura 2, mostra o esquema típico de um EDFA.

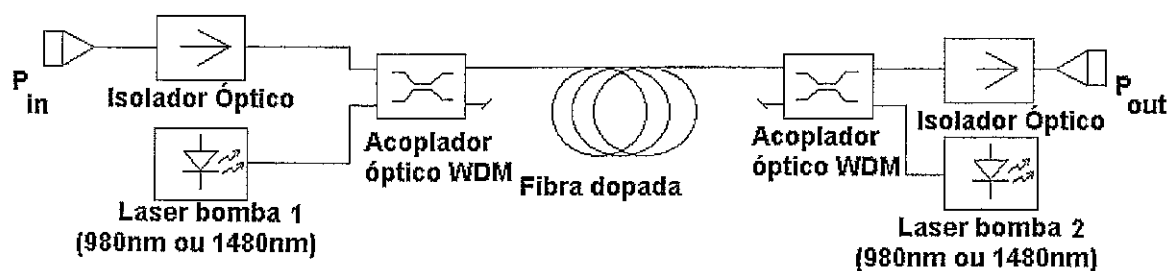


Figura 2- Diagrama de blocos de um EDFA com bombagem dupla

O sinal de entrada com potência  $P_{in}$ , entra no amplificador atravessando um isolador óptico que é em princípio opcional. Este componente, apenas protege os circuitos a montante de reflexões geradas dentro/fora do amplificador. Apesar de opcional este

elemento é importante quando o amplificador é usado em conjunto com outros dispositivos que são sensíveis a perturbações deste tipo. Seguidamente o sinal é misturado com o sinal da bomba e ambos passados para a secção activa. O sinal da bomba pode ser obtido por um laser que pode emitir nas gamas 810nm [9], 980nm e 1480nm, sendo estes dois últimos os mais comuns dada a sua eficiência (~11dB/mW) [8][9]. Este sinal vai estimular as bandas dos iões de Érbio sendo responsável pela alimentação do nível meta-estável, a partir do qual se vai dar a emissão estimulada e consequente amplificação óptica. O sinal amplificado de potência  $P_{out}$ , deixa então o amplificador depois de passar um outro isolador óptico, também opcional.

Quanto à bombagem, esta pode ser efectuada de três modos. Pode ser progressiva, considerando na Figura 2 só o Laser bomba 1, regressiva, considerando só o Laser bomba 2 e dupla se considerarmos os dois lasers. Estas configurações devem ser usadas mediante as necessidades do sistema [1]. A configuração que é vulgarmente usada é a de bombagem progressiva pelas suas características de ruído e simplicidade.

### 3.2.2. Características de um EDFA

Os iões de Érbio têm características perfil alargado homogeneamente, o que é benéfico em termos de comunicações ópticas, resultando numa maior largura de banda de amplificação. No entanto, as características do silício (material dopado) provocam um alargamento não homogéneo por efeito de desordens estruturais.

A Figura 3 mostra o espectro de ganho de um EDFA comercial disponível no laboratório do Instituto de Telecomunicações de Aveiro. Esta curva de ganho foi medida fazendo uso da emissão espontânea de um amplificador óptico reflectivo de semiconductor (*Reflective Semiconductor Optical Amplifier*). Como se pode notar, o espectro de ganho do amplificador não é Lorentziano, apresentando uma estrutura baseada em dois picos sobrepostos. A largura a meia altura do pico onde o ganho é superior (~32dB para o caso apresentado) é cerca de 10nm, sendo este pico sobreposto a um outro de envolvente mais larga (~30nm) mas de menor ganho (~19dB).

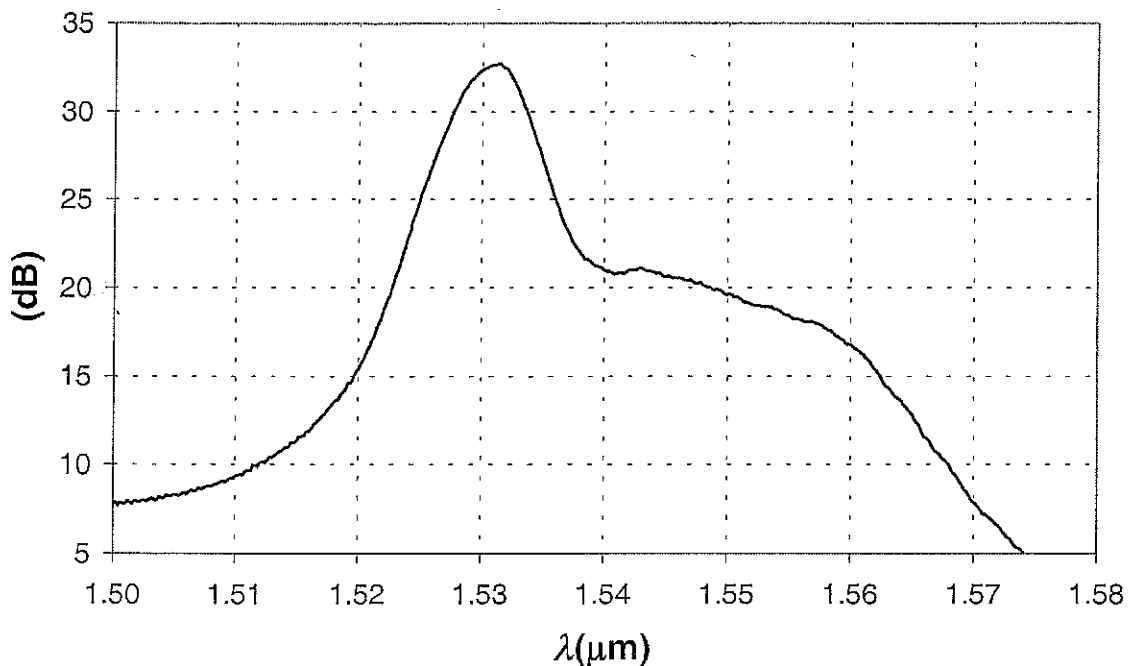


Figura 3- Espectro de ganho fora da saturação de um EDFA comercial medido em laboratório.

O facto de um amplificador ter uma estrutura deste tipo, em que o ganho não está equalizado pode ser bastante problemática para sistemas com multiplexagem no comprimento de onda (WDM) [26], pois canais centrados em comprimentos de onda diferentes vão estar sujeitos a ganhos diferentes. Se considerarmos a título de exemplo uma diferença de ganho de 0.5dB em cada estágio de amplificação, poderemos ter ao fim de 12 estágios de amplificação, uma diferença de 6dB nas potências médias dos dois canais. No entanto, para ganhos moderados, poderemos obter facilmente larguras de banda da ordem dos 6nm com variação de ganho inferior a 0.5dB na zona de envolvente mais alargada (ex. zona a partir dos 1554μm para o EDFA representado na Figura 3).

No entanto, para combater o problema do ganho não equalizado, têm sido sugeridos alguns esquemas de equalização, incluindo uso de fibras especiais [19], pré-ênfase [17], dispositivos foto-sensíveis [21], *clamping of inhomogeneous gain* [20], o uso de filtros [18]-[25]. De entre estes métodos podemos evidenciar o uso de filtros do tipo *grating* de longo período por serem vulgarmente utilizados para o efeito [23]-[25][27][28].



Além do problema de ganho não equalizado, a limitação da largura de banda tem vindo a ser também um problema que tem sido alvo de estudo. O crescimento da largura de banda dos sistemas ópticos baseados em WDM tem exigido cada vez maior largura de banda e linearização de ganho dos sistemas de amplificação de linha. Assim, recorrendo ao controlo da concentração de Érbio podem-se obter amplificadores a trabalhar em duas bandas 1.53nm e 1.58nm, conseguindo deste modo uma extensão da banda para mais de 80nm [50].

Contudo, o crescimento do número de canais a propagar no sistema, força simultaneamente um aumento de potência a atravessar os amplificadores. Este processo pode dar origem a inúmeros fenómenos indesejáveis, como a saturação do ganho do amplificador e a flutuação do ganho com a variação de potência (correspondente por exemplo ao desaparecimento de um ou mais canais). Para resolver o problema da flutuação do ganho foram também já sugeridos alguns métodos [10]-[16] que estabilizam o ganho e em algumas configurações também o equalizam [28].

Tendo em conta o que foi referido ao longo dos parágrafos anteriores vamos considerar que o modelo do amplificador faz uso de uma das técnicas referidas para equalização de ganho e estabilização de potência e como tal, nenhum destes fenómenos o afecta. Quanto à saturação do amplificador esta não vai também ser considerada pois, para o número de canais que vamos considerar ao longo do trabalho, este fenómeno não ocorre. No entanto, se ocorresse partir-se-ia o bloco de canais em blocos mais pequenos por desmultiplexagem, e amplificar-se-iam em amplificadores separados.

No entanto, o maior problema decorrente do uso de amplificadores ópticos é o ruído introduzido por cada amplificador [1][29]-[31]. Ao longo do processo de amplificação são gerados espontaneamente fótons, como já foi referido, que se adicionam ao sinal a amplificar. Estes, de origem espontânea, vão ter características nulas de coerência com o sinal, adicionando-se e aumentando o ruído do sinal. A quantificação deste fenómeno é feita normalmente pela sua densidade espectral de potência:

$$N_0 = F_n(G-1)hc/\lambda \quad (3.1)$$

e a qualidade do amplificador é dada pela sua figura de ruído ( $F_n$ ), que se pode definir como a relação entre a relação sinal ruído do sinal à entrada e a relação sinal ruído à saída quando os ganhos são relativamente altos (ganho linear muito maior que 1), e pode ser aproximada por:

$$F_n \approx 2\eta_{sp} \quad (3.2)$$

Nas expressões anteriores,  $\eta_{sp}$  é o factor de emissão espontânea do amplificador,  $G$  é o ganho em potência,  $\lambda$  é o comprimento de onda central do sistema,  $h$  e  $c$  são as constantes de Plank e da velocidade da luz respectivamente.

Os valores típicos de  $F_n$  são de 3.5dB para sistemas bombeados a 980nm e de 4.1dB para 1480nm [3] pois, para a bombagem a 1480nm é mais difícil obter inversão completa, devido ao facto de que a banda de bombagem é coincidente com a banda de emissão (ver Figura 1). Este tipo de ruído é idêntico ao ruído quântico: é gaussiano na estatística e aditivo [7], tendo fase e polarização completamente aleatórias.

### 3.3. Lasers

O laser é o elemento responsável pela interface electro-óptica. Existem variados dispositivos de laser com configurações bastante diversas desde a simples cavidade semicondutora, ao anel de fibra. Apesar dos vários formatos, o laser baseia-se sempre no mesmo bloco fundamental: cavidade com ganho e extremidades reflectivas.

#### 3.3.1. Laser de Semicondutor

Um laser de semicondutor baseia-se numa cavidade de Fabry-Perot, portanto, oferece condições para o aparecimento de um número infinito de modos ópticos, caracterizados por aparecerem em frequências discretas igualmente separadas. Essas componentes, estão enquadradas numa envolvente de ganho com largura de banda finita e centrada num

determinado comprimento de onda. No entanto, a largura de banda da envolvente de ganho é normalmente superior à distância entre modos, como tal é frequente aparecerem modos laterais de menor amplitude. A potência dos modos laterais aumenta significativamente quando o laser é modulado directamente. Os modos laterais ao propagarem-se num meio com dispersão cromática, vão contribuir para a limitação da máxima taxa de transmissão. Contudo, estes modos laterais podem ser atenuados por recurso diversas técnicas (eg. a cavidade externa ou a realimentação distribuída).

Os lasers monomodo mais vulgares são os lasers com realimentação distribuída (DFB-*Distributed FeedBack*), os lasers com reflector de Bragg distribuído (DBR-*Distributed Bragg Reflector*) e os lasers que combinam simultaneamente ambas as técnicas (DFB multiseções). Com estes, podem obter-se relações entre o modo central e os modos laterais superiores 30dB.

No entanto, a estrutura dos lasers tem vindo a evoluir, passando de maciços (*bulk*) para lasers de semicondutor com poços quânticos, estando já em estudo os lasers de linhas e de pontos quânticos. Tende-se para o confinamento da região activa, com vista a que o movimento dos portadores nesta região se torne restrito. Este facto torna a energia dos portadores também restrita a níveis discretos, resultando numa maior pureza espectral do campo.

### 3.3.2. Lasers Maciços

A caracterização do comportamento de um laser pode ser obtido recorrendo quer à mecânica quântica ou quer à mecânica clássica. Esta última é mais simples, contudo não prevê a existência de ruídos provenientes da natureza aleatória da emissão espontânea, nem da natureza discreta dos portadores. No entanto, estes ruídos podem ser considerados inserindo termos adicionais nas equações de taxas do laser [2][51], ou seja recorrendo ao tratamento semi-clássico.

A aplicação do tratamento semi-clássico a um laser monomodo resulta num sistema de três equações diferenciais que definem a evolução do número de portadores, da potência e da fase [55][56]:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{qV_a} - g(t)S(t) - \frac{N(t)}{\tau_n} + f_n(t) \quad (3.3)$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = \Gamma g(t)S(t) - \frac{S(t)}{\tau_p} + \frac{\Gamma\beta_s N(t)}{\tau_n} + f_s(t) \quad (3.4)$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha_H}{2} \Gamma g_o [N(t) - N_0] + f_\phi(t) \quad (3.5)$$

onde  $S(t)$  e  $N(t)$  são as densidades de fótons e portadores respectivamente,  $\phi(t)$  é a fase do campo eléctrico,  $I(t)$  é a corrente de injeção,  $g(t)$  é o ganho de emissão estimulada e  $g_o$  é o ganho diferencial.  $\tau_n$  e  $\tau_p$  são os tempos de vida dos portadores e dos fótons,  $\Gamma$  é o factor de confinamento do modo óptico do laser,  $\beta_s$  o factor de emissão espontânea,  $q$  a carga electrónica,  $V_a$  o volume da zona activa,  $\alpha_H$  é o factor de alargamento de linha e  $N_t$  a densidade de portadores na transparência.  $f_{s,n,\phi}(t)$  são as forças de Langevin inseridas para ter em conta as flutuações representativas do ruído, proveniente da emissão espontânea e da natureza discreta na geração e recombinação de portadores. Se assumirmos o tempo de correlação das fontes de ruído muito inferior aos tempos de vida dos fótons e dos portadores, então estas forças podem ser considerados processos de Markov, podendo isto simplificar o problema [2]. Com este pressuposto, estas forças assumem-se como ruídos brancos com médias nulas e com estatística gaussiana [51]-[57].

O ganho é descrito por [56]:

$$g(t) = g_o \frac{N(t) - N_t}{1 + \varepsilon S(t)} \quad (3.6)$$

onde  $\varepsilon$  é o factor de compressão do ganho. A potência óptica às faces do laser é dada por

$$P(t) = \frac{V_a \eta h \nu}{\Gamma \tau_p} S(t) \quad (3.7)$$

onde  $\eta$  é a eficiência quântica por face,  $h$  é a constante de Plank e  $\nu$  é a frequência óptica.

### 3.3.3. Lasers de Poço Quântico

Os lasers de poço quântico, além de apresentarem maior pureza espectral, devido às suas propriedades físicas, também necessitam de menor número de portadores para atingir a inversão da população, obtendo assim um aumento significativo do ganho diferencial óptico. Este tipo de lasers pode possuir um ou vários poços quânticos sendo denominado de acordo com esse facto como de poço quântico simples ou múltiplo (*SQW-Single Quantum Well* ou *MQW-Multiple Quantum Well* respectivamente).

Nos MQW, os vários poços são separados por barreiras, que são camadas finas com maior diferença entre bandas energéticas (Figura 4). Estes lasers permitem obter maior potência e confinamento óptico, resultando num aumento do ganho diferencial óptico, sendo por isso vulgarmente usados em sistemas de comunicações ópticos.

O aumento do ganho resulta num abaixamento da corrente limiar, devido à mais fácil inversão da população; largura de banda, passando esta a ser essencialmente determinada pelas oscilações de relaxação; largura de linha espectral traduzindo-se numa redução do *chirp*.

Devido às dimensões exíguas da região activa, o confinamento do modo óptico na região activa é geralmente pequeno. Para melhorar o confinamento é necessário acrescentar a cada poço quântico (QW- *Quantum Well*) duas camadas passivas, designadas por heteroestrutura de confinamento separada (*SCH-Separate Confinement Heterostructure*).

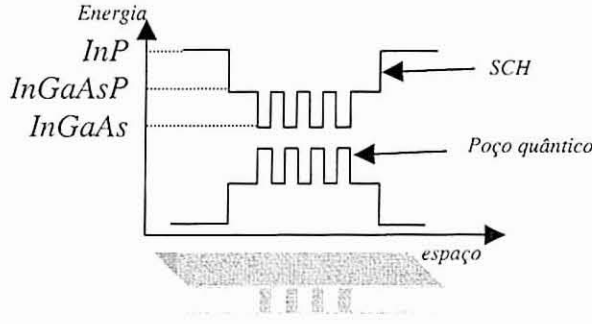


Figura 4- Diagrama de bandas energéticas num MQW.

A presença destas camadas provoca um atraso significativo nas correntes que vão atravessar a região activa, podendo em alguns casos alterar as propriedades do laser, e consequentemente as equações de taxas respectivas. Seguindo [2][58]-[61], a densidade de portadores pode ser dividida em duas componentes: uma  $N_b$ , refere-se aos portadores que se encontram nas barreiras e outra  $N_w$ , correspondente aos portadores dos poços.  $S$  é a densidade de fótons na região activa. Assim temos:

$$\frac{dN_b(t)}{dt} = \frac{I(t)}{V_b q} - \frac{N_b(t)}{\tau_{cap}} - \frac{N_b(t)}{\tau_n} + \frac{V_w N_w(t)}{V_b \tau_{esc}} + f_{nb}(t) \quad (3.8)$$

$$\frac{dN_w(t)}{dt} = \frac{V_b N_b(t)}{V_w \tau_{cap}} - \frac{N_w(t)}{\tau_n} - \frac{N_w(t)}{\tau_{esc}} - g_o \frac{N_w(t) - N_t}{1 + \epsilon S(t)} S(t) + f_{nw}(t) \quad (3.9)$$

$$\frac{dS_p(t)}{dt} = g_o \Gamma \frac{N_w(t) - N_t}{1 + \epsilon S(t)} S(t) - \frac{S(t)}{\tau_p} + \beta_s \frac{N_w(t)}{\Gamma \tau_n} + f_s(t) \quad (3.10)$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha_H}{2} g_o \Gamma [N_w(t) - N_{wo}] + g_b [1 - \Gamma] [N_b(t) - N_{bo}] + f_\phi(t) \quad (3.11)$$

onde  $N_b(t)$ ,  $N_w(t)$  são respectivamente a população de portadores nas barreiras e nos poços respectivamente,  $g_o$  o ganho diferencial óptico,  $\epsilon$  o factor de compressão do ganho e  $g_b$  o ganho diferencial nas barreiras.  $N_t$  o número total de portadores,  $N_{wo}$  e  $N_{bo}$  os valores estacionários de  $N_w$  e  $N_b$ .  $\tau_{cap}$  é o tempo de transporte através das barreiras e captura no poço e  $\tau_{esc}$  é o tempo de emissão termo-iónica para fora dos poços quânticos.  $V_b$  é o

volume das camadas de SCH e das barreiras e  $V_w$  o volume dos poços quânticos. Os restantes parâmetros já foram definidos na secção 3.3.2, sendo  $f_{nb}$  e  $f_{nw}$  as forças de Langevin nas barreiras e nos poços respectivamente.

À semelhança dos lasers maciços, a potência à saída pode ser dada por:

$$P(t) = \frac{V_a \eta h \nu}{\Gamma \tau_p} S(t) \quad (3.12)$$

Para o caso de lasers MQW onde  $\tau_{cap}$  possa ser negligenciado, o número de equações pode ser reduzido, pois o número de portadores na barreira pode ser considerado nulo. Deste modo os MQW podem ser aproximados pelas equações que regem os lasers de poço quântico simples, podendo ser utilizado o modelo de duas equações de taxas, ou seja correspondente aos lasers maciços (equações (3.3)-(3.5)) [72].

Ao longo do capítulo dedicado ao método Transmissão suportada por dispersão (DST-*Dispersion Supported Transmission*), serão comparadas as respostas do modelo de um MQW aproximado pelas equações (3.3)-(3.5) com as respostas medidas correspondentes a um laser utilizado em experiências de campo e caracterizado experimentalmente.

### 3.4. A Fibra Óptica Monomodo

A fibra é um elemento essencial para viabilizar comunicações ópticas entre estações. No entanto, a fibra apresenta fenómenos que limitam de algum modo a comunicação, sendo que, certos fenómenos, quando associados a determinado formato de modulação, resultam em soluções estáveis (caso dos impulsos do tipo solitão).

Quando impulsos de potência elevada se propagam numa fibra, estes são afectados simultaneamente por efeitos dispersivos e não lineares que determinam a sua forma temporal e conteúdo espectral. Para que possa ser estudada a evolução desses impulsos numa fibra, é necessário desenvolver uma equação capaz de reger o seu comportamento. Partindo das leis de Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}_m}{\partial t} \quad (3.13)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f + \frac{\partial \mathbf{D}_e}{\partial t} \quad (3.14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}_e = -\rho_f \quad (3.15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_m = 0 \quad (3.16)$$

onde  $\mathbf{E}$  representa o campo eléctrico,  $\mathbf{H}$  o campo magnético,  $\mathbf{D}_e = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$  o fluxo eléctrico,  $\mathbf{B}_m = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}$  a densidade do fluxo magnético,  $\mathbf{J}_f$  o vector densidade de corrente e  $\rho_f$  a densidade de carga.  $\epsilon_0$  e  $\mu_0$  são a permitividade eléctrica e a permeabilidade magnética no vazio, e  $\mathbf{M}$  e  $\mathbf{P}$  a polarização e magnética eléctrica induzida.

Aplicando as restrições das fibras monomodo, pode-se obter uma equação simplificada. Dado que  $\mathbf{M}$  numa fibra óptica de propriedades não magnéticas, é nulo e a susceptância de segunda ordem desprezável, poderemos derivar a equação seguinte tirando o rotacional da equação (3.13) e introduzindo o resultado nas equações (3.14) a (3.16)

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (3.17)$$

onde  $\mathbf{E}$  é o campo eléctrico,  $\mathbf{P}_L$  a parte linear e  $\mathbf{P}_{NL}$  a parte não linear da polarização induzida,  $\mathbf{P}$ .

Para resolver a equação (3.17) teremos que fazer algumas simplificações. Primeiro, teremos que considerar que  $\mathbf{P}_{NL}$  é uma pequena perturbação de  $\mathbf{P}_L$ . Em segundo, o campo óptico deve ser assumido como de polarização constante ao longo da fibra, para que possa ser feita uma aproximação escalar. Terceiro, o campo óptico terá que ser assumido como quasi-monocromático, ou seja centrado em  $\omega_0$  de modo a que a sua largura de banda em torno da sua frequência central seja desprezável quando comparada com o valor absoluto de  $\omega_0$ . Outra consideração importante a ter em conta está relacionada com a envolvente do impulso que deve ter variação lenta.



$$\mathbf{E}(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + cc.] \quad (3.18)$$

onde  $r$  se refere à distância radial relativamente à origem do sistema de eixos,  $t$  ao tempo  $\hat{x}$  ao versor da polarização da luz, assumida como linear ao longo do eixo dos  $x$ ,  $cc.$  ao complexo conjugado e  $E(r, t)$  representa uma função cuja envolvente tem uma lenta variação no tempo, relativamente ao período do campo óptico.

Os vectores de polarização podem ser relacionados com o campo, partindo do pressuposto que para as fibras vulgares, a susceptibilidade de 3ª ordem,  $\chi_{xxx}^{(3)}$ , apenas tem uma componente, alinhada com o campo, que não é desprezável. Assim as duas componentes da polarização podem ser dadas por:

$$P_L(r, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t - t') E(r, t) \exp(i\omega_0(t - t')) dt' \quad (3.19)$$

$$P_{NL}(r, t) = \epsilon_0 \chi_{xxx}^{(3)} [E(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + cc.]^3 \quad (3.20)$$

onde  $\chi^{(1)}$  é a susceptibilidade de primeira ordem.

Esta última equação, equação (3.20), resultou de uma outra aproximação onde se considerou que a resposta não linear era instantânea, de modo a que a dependência temporal de  $\chi^{(3)}$  resulta em três funções de Dirac. Esta assunção está relacionada com o facto de se negligenciar a contribuição das vibrações moleculares (efeito de Raman). De facto, em fibras de sílica o efeito de Raman é notado apenas para impulsos com duração temporal pequena, tipicamente inferior a 1ps.

Desenvolvendo a equação (3.20) obtém-se:

$$P_{NL}(r, t) = \epsilon_0 \epsilon_{NL} E(r, t) \quad (3.21)$$

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E(r, t)|^2 \quad (3.22)$$

Para obter uma equação de onda para o campo, é mais conveniente trabalhar no domínio de Fourier. No entanto, se tivermos em conta a não-linearidade do termo  $\varepsilon_{NL}$ , alguns problemas se levantam. Uma aproximação pode ser feita para facilitar a resolução destes problemas:  $\varepsilon_{NL}$  pode ser tratada como uma constante durante a derivação da equação de propagação do campo [3]. A justificação para esta aproximação é encontrada na natureza de variação lenta da envolvente do campo e na natureza perturbativa da parte não-linear da polarização.

Tendo em conta as transformadas de Fourier das equações (3.18), (3.19) e (3.22) a transformada de Fourier da equação (3.17) resulta em:

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon_d(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (3.23)$$

$$\varepsilon_d(\omega) = 1 + \chi_{xx}^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL} \quad (3.24)$$

onde  $k_0 = \omega_0 / c$  é a constante de propagação,  $\tilde{E}$  é a transformada de Fourier da envolvente do campo e  $\varepsilon_d(\omega)$  a constante dielétrica na frequência.

Do mesmo modo que a constante dielétrica do meio foi definida, também se pode definir o índice de refração,  $\tilde{n}$ , e o coeficiente de absorção,  $\tilde{\alpha}$ , que são dependentes da intensidade do campo óptico por causa de  $\varepsilon_{NL}$ .

$$\tilde{n} = n + n_2 |E|^2, \quad \tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2 |E|^2 \quad (3.25)$$

$$\varepsilon_d(\omega) = \left( \tilde{n} + i \tilde{\alpha} / 2k_0 \right)^2 \quad (3.26)$$

$n$  e  $\alpha$  são o índice de refração e coeficientes de absorção lineares relacionados com as partes real e imaginária da susceptibilidade de primeira ordem, respectivamente.  $n_2$  e  $\alpha_2$  são o índice de refração não linear e o coeficiente de absorção não linear que estão

relacionados com as parte real e imaginária da susceptibilidade de terceira ordem, respectivamente. No entanto, dadas as pequenas perdas não lineares numa fibra, pode considerar-se que  $\tilde{\alpha} \cong \alpha$ .

Uma outra aproximação pode também ser introduzida para o caso da constante dieléctrica, dado o valor das variações do índice de refração. Pegando na equação (3.25) e (3.26) temos:

$$\varepsilon_d(\omega) = (n + \Delta n)^2 \cong n^2 + 2n\Delta n \quad (3.27)$$

$$\Delta n = n_2 |E|^2 + \frac{i\alpha}{2k_0} \quad (3.28)$$

A equação (3.23) pode ser resolvida pelo método da separação de variáveis, assumindo uma solução do tipo:

$$\tilde{E}(r, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \quad (3.29)$$

onde  $\tilde{A}(z, \omega)$  é uma função com variação lenta com  $z$ ,  $z$  eixo de propagação na fibra e  $\beta_0$  o número de onda. Das equações (3.23) e (3.29) obtêm-se as equações que regem as duas funções introduzidas:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega)k_0^2 - \tilde{\beta}_t^2]F = 0 \quad (3.30)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}_t - \beta_0^2)\tilde{A} = 0 \quad (3.31)$$

Uma nova aproximação foi considerada: a segunda derivada de  $\tilde{A}(z, \omega)$  foi negligenciada pois a função tem um andamento lento com  $z$ .  $\tilde{\beta}_t$  é a transformada complexa do número de onda,  $\beta_t$ , e pode ser obtida resolvendo a equação de valores próprios da equação (3.30) para cada um dos modos da fibra.

A equação (3.30) pode ser resolvida usando a teoria das perturbações de primeira ordem [64]. Começa-se por se substituir  $\varepsilon_d$  por  $n^2$  de modo a obter-se a distribuição modal do modo fundamental da fibra  $\text{HE}_{11}$ ,  $\tilde{F}(x, y)$  e correspondente número de onda  $\beta_t$ . Só depois se inclui o efeito de  $\Delta n$  na equação (3.30). Para a aproximação de primeira ordem da teoria das perturbações, o efeito de  $\Delta n$  não afecta a distribuição modal. Assim, a solução da equação dos valores próprios,  $\tilde{\beta}_t$ , pode ser obtida da seguinte forma:

$$\tilde{\beta}_t(\omega) = \beta_{t0}(\omega) + \Delta\beta \quad (3.32)$$

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (3.33)$$

A transformada da função de variação lenta,  $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$ , satisfaz a equação (3.31), e introduzindo nesta a equação (3.28), obtemos a seguinte equação:

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta_{t0}(\omega) + \Delta\beta - \beta_0] \tilde{A} \quad (3.34)$$

Se expandirmos  $\beta_{t0}$  numa série de Taylor em torno de  $\omega_0$  obtemos

$$\beta_{t0}(\omega) = \beta_0 + \sum_{m=1}^{+\infty} (\omega - \omega_0)^m \beta_m \quad (3.35)$$

onde  $\beta_m = \left( \frac{\partial^m \beta_{t0}(\omega)}{\partial \omega^m} \right) \Big|_{\omega=\omega_0}$  são os coeficientes de dispersão de ordem  $m$ . Se introduzirmos a equação (3.28) na equação (3.33) poderemos obter uma nova expressão para  $\Delta\beta$ :

$$\Delta\beta = \gamma |A|^2 + i \frac{\alpha}{2} \quad (3.36)$$

onde

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (3.37)$$

$$A_{eff} = \frac{\left( \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (3.38)$$

No entanto, para fibras monomodo padrão  $A_{eff} = \pi w^2$  (onde  $w$  depende dos parâmetros da fibra) e os termos de terceira ordem e superiores podem ser negligenciados, uma vez que são na generalidade bastante mais pequenos que os dois primeiros termos. Apenas quando a frequência central está perto da frequência onde a dispersão de segunda ordem é aproximadamente nula, se considera o termo de terceira ordem da dispersão e eventualmente os termos de ordem superior. Com base no que foi dito, podemos simplificar a expressão (3.34) de modo a obter a equação de propagação em fibras monomodo padrão:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (3.39)$$

A equação (3.39) pode ainda ser simplificada se o tempo for referenciado um sistema de eixos que se desloca na fibra à velocidade do impulso (à velocidade de grupo  $v_g$ ). Esta operação matemática vem diminuir o número de termos da função, simplificando-a sem tirar generalidade e resultando em:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (3.40)$$

em que

$$T = t - \frac{z}{v_g} \quad (3.41)$$

A equação (3.40) não apresenta uma solução muito fácil, pois trata-se de uma equação diferencial não-linear. No entanto, pode ser resolvida numericamente recorrendo ao SSFM (*Split-Step Fourier Method*) [3] ou a métodos matemáticos mais complexos.

A multiplexagem de campos com polarizações diversas pode ser utilizada para obter maior eficiência na transmissão. É frequente o uso de multiplexagem na polarização para vencer certas limitações da propagação de alguns tipos de impulsos.

Num meio isotrópico a polarização não linear,  $P_{NL}$ , pode ser escrita da seguinte forma:

$$P_{NL}(r,t) = \frac{1}{2} \left( \hat{x} P_x + \hat{y} P_y \right) \exp(-i\omega_0 t) + cc. \quad (3.42)$$

$$P_k = \frac{3\epsilon_0}{2} \sum_m \left( \chi_{xxyy}^{(3)} E_k E_m E_m^* + \chi_{xyxy}^{(3)} E_m E_k E_m^* + \chi_{xyyx}^{(3)} E_m E_m E_k^* \right) \quad (3.43)$$

onde  $m \neq k \in \{x, y\}$ ,  $\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)}$ . As três componentes apresentadas dependem de fenómenos da fibra, mas apresentam na fibra módulos aproximadamente iguais. Assim, as componentes da polarização podem ser dadas por:

$$P_k = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left[ \left( |E_k|^2 + \frac{2}{3} |E_m|^2 \right) E_k + \frac{1}{3} (E_k^* E_m) E_m \right] \quad (3.44)$$

onde  $m$  e  $k$  podem valer  $x$  ou  $y$ . Podemos notar a presença de um termo de batimento cruzado entre as duas componentes (termo afectado do factor 1/3). Os efeitos deste termo para fibras de grande birrefringência é negligível devido ao grande desfasamento entre as duas polarizações. No entanto, em fibras de baixa birrefringência, este termo tem que ser mantido. O termo de batimento é análogo ao da mistura de quatro ondas (FWM-*Four*

*Wave Mixing*), contudo, dado que as componentes de batimento se encontram à mesma frequência, pois pertencerem ao mesmo campo, a contribuição dá-se à frequência  $\omega_0$ .

A componente  $|E_m|^2$  da equação (3.44) traduz-se no efeito de modulação de fase cruzada (*XPM-Cross Phase Modulation*) entre as duas componentes nas duas polarizações.

Se pretendemos generalizar a equação (3.40) para o caso de ondas elipticamente polarizadas, com um coeficiente de elipticidade de  $r=\tan(\theta/2)$ , teremos a equação de propagação para a fibra dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_k}{\partial z} + \beta_{1k} \frac{\partial A_k}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_k}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_k \\ = i\gamma \left[ (|A_k|^2 + KB|A_m|^2) A_k + KCA_k^* A_m^2 e^{-2i\Delta\beta_p z} \right] \\ + i\gamma KD \left[ (|A_m|^2 + 2|A_k|^2) A_m e^{-i\Delta\beta_p z} + A_m^* A_k^2 e^{-i\Delta\beta_p z} \right] \end{aligned} \quad (3.45)$$

$$KB = \frac{2 + 2\sin^2(\theta)}{2 + \cos^2(\theta)}, KC = \frac{\cos^2(\theta)}{2 + \cos^2(\theta)}, KD = \frac{\sin(\theta)}{2\cos(\theta)} \quad (3.46)$$

onde  $A_k$  é a envolvente do campo segundo a polarização  $k=x,y$ , que  $\Delta\beta_p = \beta_{1x} - \beta_{1y}$  é a diferença de velocidade entre as duas polarizações,  $\beta_{1x}$  e  $\beta_{1y}$ .

As fibras de núcleo circular implementadas apresentam uma imperfeita simetria devido a alguma elipicidade de construção e pressões assimétricas no seu núcleo [32][33]. Esta birrefringência varia aleatoriamente na magnitude e na orientação causando um alargamento do sinal e a sua despolarização. A este fenómeno chama-se dispersão do modo da polarização (*PMD-Polarization Mode Dispersion*). Este efeito torna-se limitativo para os casos de propagação em que a dispersão da fibra é pequena [34]-[41].

Ao longo do que foi discutido anteriormente pudemos concluir que os efeitos que são geralmente importantes ter em conta para a simulação de sistemas mono e multicanal são SPM, XPM, PMD, atenuação e dispersão da velocidade de grupo. Desprezáveis para comunicações ponto a ponto com largura de banda e potência moderadas são os efeitos do ganho de Brillouin e Raman. Para considerarmos a PMD, dado que as fibras que

vamos usar ao longo deste trabalho são fibras linearmente birrefringentes, vamos apenas considerar um processo aleatório de rotação de polarização e de fase entre cada passo de integração.

Na presença dos efeitos referidos, a equação da fibra pode ser dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_k}{\partial z} \pm \beta_1' \frac{\partial A_k}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_k}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A_k}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A_k \\ = i\gamma \left[ \left( |A_k|^2 + \frac{2}{3} |A_m|^2 \right) A_k \right] \end{aligned} \quad (3.47)$$

onde  $k \neq m \in \{x, y\}$  e

$$\beta_1' = \frac{\Delta n_p}{2c} \quad (3.48)$$

$$\frac{\Delta n_p}{c} = \frac{D_p}{\sqrt{\frac{8}{3\pi}}} \quad (3.49)$$

Onde  $D_p$  é o parâmetro de PMD da fibra,  $\beta_2$  o parâmetro de dispersão da velocidade de grupo,  $\beta_3$  dispersão de terceira ordem,  $\alpha$  a atenuação,  $\gamma$  o coeficiente de não linearidade da fibra.

O processo de simulação da propagação de impulsos de luz na fibra óptica utilizou-se o *Split-Step Fourier Method* (SSFM) [3]. Este método pressupõe a separação da equação de propagação em duas partes, uma linear e outra não linear. A parte linear é processada no domínio da frequência, a parte não linear é processada no domínio do tempo, sendo assim feitas duas passagens em cada pedaço elementar de fibra. O efeito das diferentes polarizações é tomado em conta considerando sempre dois vectores independentes que representam as componentes do campo nas duas polarizações principais. A fase e o estado de polarização do campo emitido são rodados aleatoriamente a cada passo de integração por forma a considerar o efeito de birrefringência.

O processo de simulação pode ser descrito pelo conjunto de equações seguinte:



$$\frac{\partial A_k}{\partial z} = \left( \hat{D}_k + \hat{N}_k \right) A_k \quad (3.50)$$

Esta equação representa a equação (3.47) onde os termos linear e não linear foram agrupados em  $\hat{D}_k$  e  $\hat{N}_k$  respectivamente. A transformada de Fourier de  $\hat{D}_k$  é dada por:

$$\mathfrak{S} \left( \hat{D}_k \right) = -\beta'_k(i\omega) - \frac{i}{2} \beta_2(i\omega)^2 + \frac{1}{6} \beta_3(i\omega)^3 - \frac{\alpha}{2} \quad (3.51)$$

e o termo não linear, calculado no tempo, dado por:

$$\hat{N}_k = i\gamma \left( |A_k|^2 + \frac{2}{3} |A_m|^2 \right) \quad (3.52)$$

Para calcularmos o campo após propagação num pedaço de fibra de comprimento  $h_i$ , poderemos que seguir o procedimento descrito pela Figura 5 e que pode traduzido na seguinte expressão:

$$A_k(z + h_i, t) = \mathfrak{S}^{-1} \left[ \exp \left( h_i \mathfrak{S} \left( \hat{D}_k \right) \right) \mathfrak{S} [A(z, t)] \right] \exp \left( h_i \hat{N}_k \right) \quad (3.53)$$

Onde  $k \neq j \in \{x, y\}$ , o operador  $\mathfrak{S}$  e  $\mathfrak{S}^{-1}$  representam a transformada de Fourier e sua inversa, respectivamente.

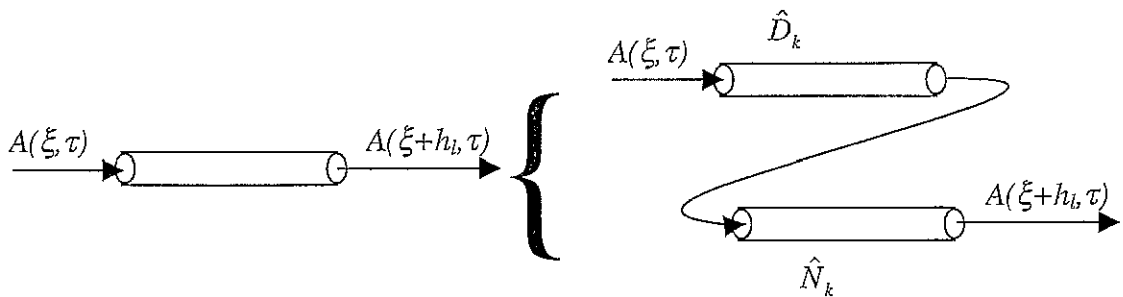


Figura 5- Diagrama de aplicação do SSFM.

### 3.5. Filtros Ópticos

Os filtros ópticos são dispositivos muito utilizados em sistemas WDM. Estes visam filtrar o ruído fora da banda e/ou servir como desmultiplexadores, separando por filtragem os canais vizinhos. Estes têm que ser o menos ofensivos possível para o sinal, e simultaneamente o mais selectivos possível no que diz respeito à eliminação dos canais vizinhos, minimizando o efeito de diafonia linear.

Neste trabalho vão ser apenas abordados três tipos de filtros ópticos: o Faby-Perot de cavidade única, o Faby-Perot de três espelhos e finalmente o filtro de fibra com grelha uniforme de reflexão (*grating*).

#### 3.5.1. Faby-Perot de Cavidade Simples

O uso de interferómetros está normalmente associado a dispositivos de alta resolução espectral, quer para análise espectral quer para filtragem. O interferómetro mais simples e mais conhecido é o interferómetro Fabry-Perot. Este dispositivo baseia-se apenas em dois espelhos paralelos contendo no seu interior um dieléctrico, que pode ou não ter ganho e pode ou não ter o seu índice de refacção controlável. No entanto, para o caso mais simples onde o dieléctrico da cavidade não apresenta nenhum tipo de ganho ou modulação do índice de refacção, a estrutura base é a que se apresenta a seguir na Figura 6.

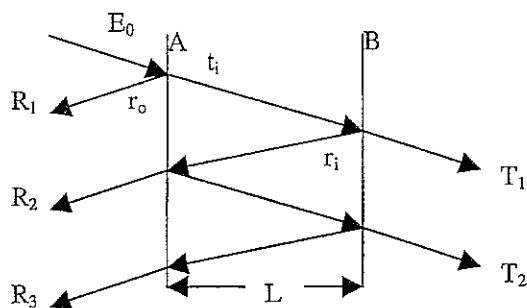


Figura 6- Diagrama de um filtro Fabry-Perot de cavidade única.

Normalmente os espelhos (A e B) têm alta reflectividade, com vista a uma redução efectiva da largura de banda do dispositivo.

Recorrendo às trajectórias dos raios na cavidade, poderemos calcular a função de transferência facilmente.

Um campo de entrada ( $E_0$ ), começa por ser reflectido na parede exterior do espelho A de reflectividade externa  $r_0$ . O campo transmitido passa pelo dieléctrico até chegar ao espelho B aparecendo no seu exterior multiplicado pela transmitividade deste ( $t_0$ ). Além destes efeitos sobre a amplitude, temos o atraso sofrido pelo campo ao atravessar a cavidade de comprimento  $L$ . Fazendo  $t = t_0 t_i$ ,  $r = r_i^2$ ,  $\beta_d L = 2\pi n f l / c$ ,  $n$  o índice de refração da cavidade,  $f$  a frequência óptica e  $c$  a velocidade da luz no vazio,  $\beta_d$  a constante de fase do dieléctrico, temos as seguintes expressões para os campos  $T_1, T_2, \dots$  que aparecem sucessivamente à saída do espelho B:

$$T_1 = t_i t_0 E_0 \exp(-i\beta_d L) = t E_0 \exp(-i\beta_d L) \quad (3.54)$$

$$T_2 = t r_i^2 E_0 \exp(-i3\beta_d L) = t r E_0 \exp(-i3\beta_d L) \quad (3.55)$$

O campo total,  $T$ , à saída do espelho B é então dado por:

$$\begin{aligned} T &= T_1 + T_2 + T_3 + \dots \\ &= t E_0 \exp(-i\beta_d L) [1 + r \exp(-i2\beta_d L) + r^2 \exp(-i4\beta_d L) + \dots] \\ &= t E_0 \frac{\exp(-i\beta_d L)}{1 - r \exp(-i2\beta_d L)} \end{aligned} \quad (3.56)$$

A condição para interferência construtiva é  $L = m\lambda/2n$  ( $m$  um número inteiro, e  $\lambda$  o comprimento de onda no dieléctrico do filtro). Como tal, temos apenas um número discreto de comprimentos de onda que satisfaz a equação anterior:

$$\lambda = \frac{2n}{m} L \quad (3.57)$$

Uma vez que há um espaçamento bem definido entre as soluções, é conveniente definir o espaçamento modal ou área espectral livre (*FSR-Free-Spectral Range*). Este, é igual à separação entre dois modos característicos definidos na equação (3.57). Mostra-se então facilmente que:

$$FSR(\lambda) = \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (3.58)$$

Na realidade não haverá infinito de picos de transmitância máxima, pois o dieléctrico normalmente tem uma resposta em frequência de banda limitada.

A largura de banda deste tipo de dispositivos pode assim ser definida para cada um dos picos individuais da seguinte forma:

$$B_o = \frac{1-r}{\sqrt{r}} \frac{c}{2\pi nL} \quad (3.59)$$

Outro dos parâmetros usualmente definidos, e que nos dá uma visão geral do efeito geral deste tipo de filtros é a finura (*finesse*), que relaciona os dois parâmetros principais do filtro, a largura de banda e a FSR. Das equações (3.58) e (3.59) obtém-se:

$$\frac{FSR}{B_o} = \frac{\pi\sqrt{r}}{1-r} \quad (3.60)$$

De onde podemos retirar uma expressão fechada para a  $FSR=c/(2nL)$ .

Apenas nos falta definir a função de transferência do filtro em função de grandezas físicas práticas, como  $FSR$  e  $B_o$ . Assim, reorganizando a equação (3.56) obtemos para  $T/T_1$ :

$$H(w) = \frac{1-r}{1-r \exp(-iw/FSR)} \quad (3.61)$$

$$r = \left( \frac{-B_o + \sqrt{B_o^2 - 4 \frac{FSR}{\pi}}}{2 \frac{FSR}{\pi}} \right)^2 \quad (3.62)$$

### 3.5.2. Filtro Faby-Perot de Três Espelhos (Cavidade Dupla)

Os filtros de Fabry-Perot, são muito frequentemente usados como desmultiplexadores de sinais WDM devido às suas propriedades periódicas [43][44]. No entanto, o seu desempenho nesse campo está limitado pela forma da sua função de transferência [44][45] que tem uma variação aproximadamente Lorentziana (i.e., varia aproximadamente com  $1/f^2$ ) fora da banda de passagem. Facilmente se pode intuir que a associação em cascata de dispositivos deste tipo pode beneficiar as suas características [42][44][45]. No entanto, a cascata de dispositivos independentes pode levar a muitas perdas de inserção e a um aumento muito significativo da complexidade dos sistema. Provou-se então que se pode criar uma estrutura mais simples e com propriedades equivalentes à cascata destes dispositivos, simplesmente introduzindo espelhos intermédios na cavidade com reflectividades apropriadas [42][46]-[49].

Dispositivos deste tipo onde apenas um espelho foi colocado a meio da cavidade, provaram ter uma resposta aproximadamente Butterworth de segunda ordem na banda passante ou *maximally flat* e uma característica de decaimento forte ( $1/f^4$ ) fora da banda [42].

A estrutura base deste dispositivo é apresentada na Figura 7. Este dispositivo apresenta mais alguns parâmetros controláveis, permitindo a obter uma gama mais variada de repostas.

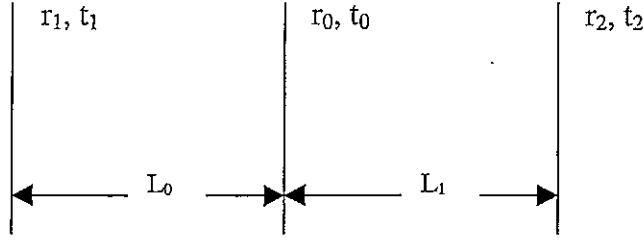


Figura 7- Diagrama de um filtro Fabry-Perot de três espelhos.

Se escolhermos o caso simétrico, em que  $L_1=L_0$  e  $r_1=r_2$  e  $t_1=t_2$  a resposta em frequência do dispositivo é a seguinte [42][43]:

$$H(w) = \frac{\sqrt{t_0 t_1}}{1 - 2\sqrt{r_0 r_1} e^{-(i\omega / FSR)} + r_1 e^{-(2i\omega / FSR)}} \quad (3.63)$$

Em que  $r_k, k=0,1$  e  $t_k, k=0,1$  são as reflectividades e transmitâncias dos espelhos interior e exteriores.

Se negligenciarmos as perdas por absorção e por acoplamento teremos então  $r_k+t_k=1$ ,  $k=0,1$ . Se escolhermos  $r_0$  como tendo o valor crítico dado por:

$$r_0 = \frac{4r_1}{(1+r_1)^2} \quad (3.64)$$

o filtro torna-se um Butterworth de segunda ordem na banda passante [43][47][49]. Este filtro pode então agora ser caracterizado em termos de largura de banda:

$$B_o = \frac{FSR}{\pi} \arccos \left( 1 - \sqrt{1 + \frac{KE}{4r_1}} \right) \quad (3.65)$$

$$KE = 2t_0 t_1^2 + r_1 (2 - r_1 - 4r_0) - 1 \quad (3.66)$$

Para obtermos os parâmetros físicos de um filtro deste tipo e com largura de banda determinada, teremos que inverter a equação (3.65) em ordem a  $r_1$ , pois é o único parâmetro não definido directamente na descrição do filtro.

A Figura 8 compara as respostas do filtro de cavidade dupla com a do filtro de cavidade simples.

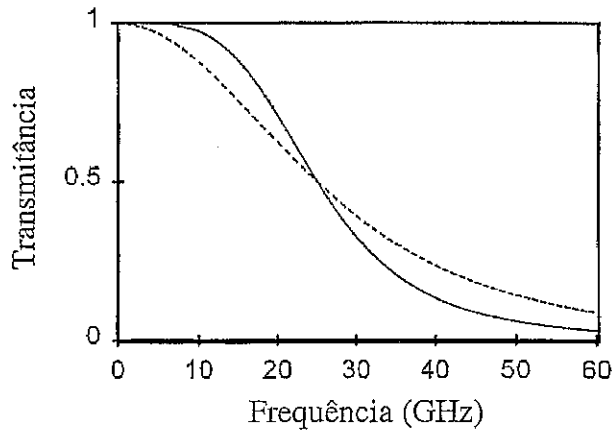


Figura 8- Comparação da resposta de um filtro Fabry-Perot de cavidade simples com um filtro Fabry-Perot de três espelhos.

### 3.5.3. Filtro de Fibra com *Grating* de Reflexão

Os *gratings* escritos em fibras ópticas têm vindo a tornar-se em componentes cruciais para muitas aplicações, entre as quais as comunicações ópticas [65]-[70]. Estes dispositivos têm algumas vantagens sobre os dispositivos concorrentes, pois sendo de fibra, apresentam baixas perdas por inserção, e ao mesmo tempo altas perdas de retorno ou extinção fora da banda passante, podendo potencialmente ser dispositivos bastante baratos. Contudo, o que tem vindo a atrair atenções para estes filtros é a flexibilidade que oferecem na determinação das suas características espectrais. Dispondo de inúmeros parâmetros controláveis, como a variação no índice de refração, o comprimento, a apodização, a variação da fase da ondulação escrita e o modo de acoplamento dos modos,

estes dispositivos são altamente controláveis, sendo facilmente moldáveis para a aplicação em causa.

Estes dispositivos podem ser construídos de vários modos, entre os quais, o mais usual, utiliza a luz ultra-violeta associada a técnicas de interferometria ou recorrendo a uma máscara. Com estas técnicas, podemos obter os mais diversos tipos de perfis do índice de refração (Figura 9) e como tal as mais diversas formas da resposta do filtro.

A estrutura espacial do índice de refração pode ser descrita por:

$$\partial n_{eff} = \partial \bar{n}_{eff} \left( 1 + v_{is}(z) \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right) \quad (3.67)$$

Onde  $n_{eff}$  é o índice de refração efectivo,  $\partial n_{eff}$  é a variação no índice de refração efectivo,  $\partial \bar{n}_{eff}$  é a media da variação no  $\partial n_{eff}$  durante um período do *grating*,  $v_{is}(z)$  é a visibilidade das fronteiras da fibra (*fringe visibility*),  $\Lambda$  é o período do *grating*,  $\phi(z)$  descreve o *chirp* do *grating*. Em todos os casos vamos assumir que o *grating* é escrito unicamente no núcleo da fibra, e como tal,  $\partial n_{eff} \equiv \Gamma \partial n_{co}$ , onde  $\partial n_{co}$  é a variação efectiva do índice de refração no núcleo da fibra e  $\Gamma$  é o confinamento da potência no núcleo.



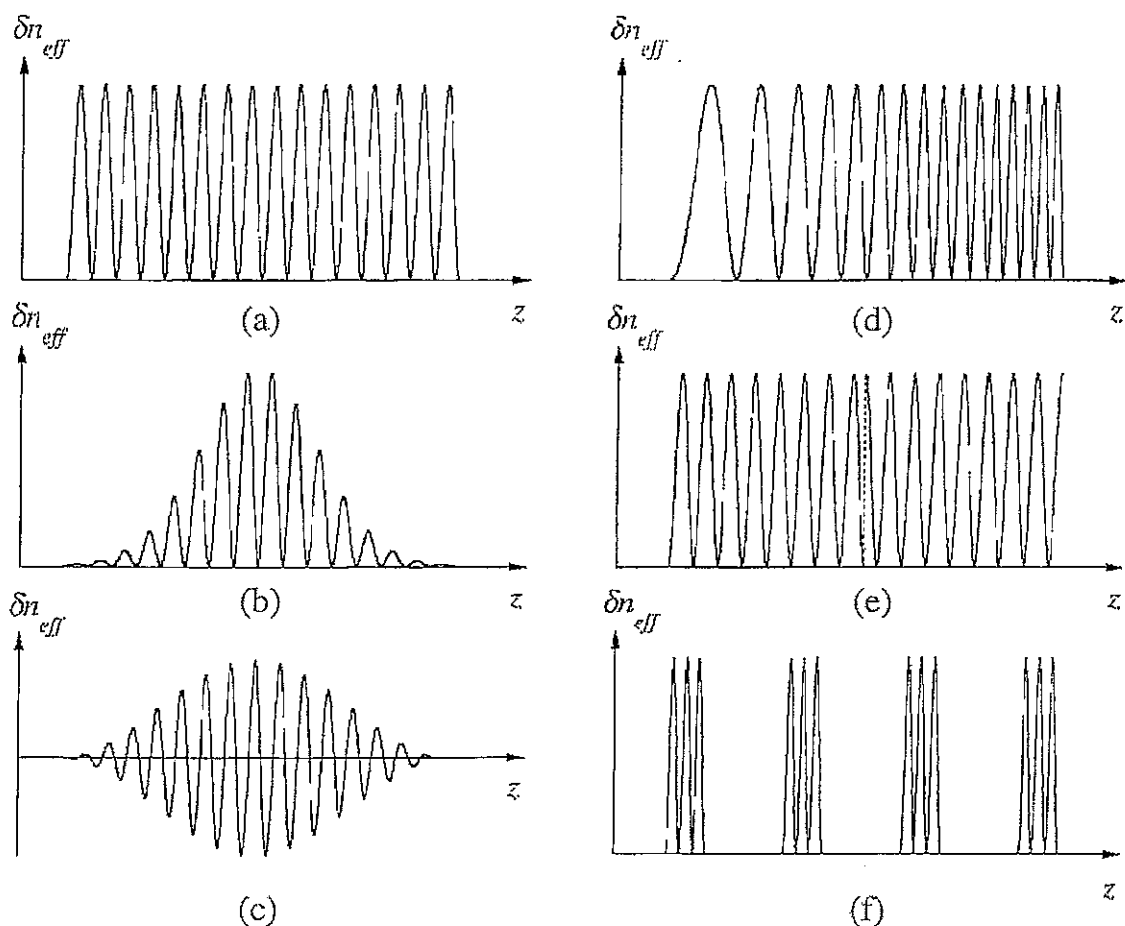


Figura 9- Diversos tipos de gratings caracterizados pelo tipo de variação no índice de refração. a) uniforme com variações positivas, b) apodizado com forma gaussiana, c) apodizado com forma de coseno-elevado, d) chirped, e) com um desvio de fase discreto e f) numa superestrutura.[65]

A luz ao penetrar um *grating* é refractada e, apenas os modos que resultem em interferência construtiva vão ser propagados. Esta propagação pode fazer-se no sentido da onda emitida, dando-se o acoplamento entre as ondas incidente e refractada no sentido da transmissão (*grating* de transmissão), ou no sentido contrário à onda emitida, dando-se para este caso o acoplamento entre duas ondas em sentidos opostos (*grating* de reflexão). Estes tipos de *gratings* podem ser observados na Figura 10.

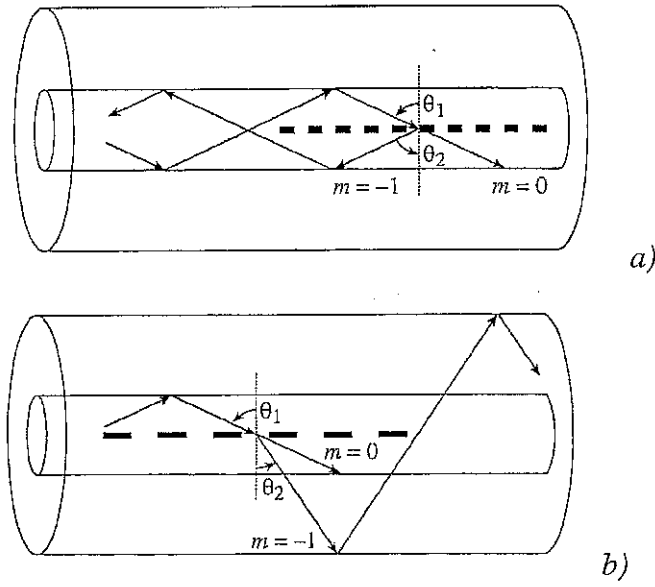


Figura 10- Representação dos modos de propagação em gratings de reflexão (a) e de transmissão (b) [65].

Recorrendo à teoria dos modos acoplados, podemos obter a resposta deste tipo de dispositivos se definirmos correctamente os valores iniciais dos modos a propagar para cada um dos casos.

Neste trabalho vamos apenas considerar os *grating's* uniformes de reflexão, por serem os mais usados actualmente para desmultiplexagem em sistemas de comunicações ópticas. Estes dispositivos são montados normalmente num circulador e têm geralmente uma função de transferência passa-banda.

Os coeficientes de reflexão em amplitude ( $\rho$ ) e em potência ( $r$ ) podem ser obtidos recorrendo à teoria dos modos acoplados:

$$\rho = \frac{\text{Campo de saída}}{\text{Campo de entrada}} = \frac{-k \sinh(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L)}{\hat{\sigma} \sinh(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L) + i\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} \cosh(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L)} \quad (3.68)$$

$$r = \frac{\text{Potência de saída}}{\text{Potência de entrada}} = \frac{\sinh^2(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L)}{\cosh^2(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{k^2}} \quad (3.69)$$

Onde  $L$  o comprimento do grating,  $k$  é o coeficiente de acoplamento “ac” e  $\hat{\sigma}$  é o coeficiente de acoplamento “dc”, dados por:

$$k = \frac{\pi}{\lambda_{\max}} v_{is}(z) \bar{\delta n}_{eff} \quad (3.70)$$

$$\hat{\sigma} = \delta + \sigma - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} \quad (3.71)$$

$$\sigma = \frac{2\pi}{\lambda_{\max}} \bar{\delta n}_{eff} \quad (3.72)$$

onde  $\delta$  que é o desvio em frequência relativo à frequência de desenho do grating,  $\lambda_D$ . Para um grating uniforme com  $v_{is}(z)=1$  e o chirp é nulo ( $\phi(z)=0$ ) e como tal poderemos obter a expressão completa para  $\hat{\sigma}$  :

$$\hat{\sigma} = 2\pi n_{eff} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_D} \right) + \frac{2\pi}{\lambda_{\max}} \bar{\delta n}_{eff} \quad (3.73)$$

onde  $\lambda_D=2n_{eff}\Lambda$ , é o comprimento de onda correspondente a um grating infinitamente fraco de período  $\Lambda$ . As perdas no grating podem ser descritas se considerarmos  $\sigma$  como um coeficiente complexo, onde as perdas são  $\alpha=2\text{Im}(\sigma)$ .

A equação (3.68) apresenta determinados aspectos que interessa realçar antes de prosseguirmos. O factor  $\sqrt{k_s} = \sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2}$  toma valores complexos para valores de  $k^2 < \hat{\sigma}^2$ . Os pontos onde este factor se anula são denominados de extremos de banda. Assim a equação (3.68) transforma-se nas seguintes conforme  $\sqrt{k_s}$  :

$$|\rho| = -\frac{k}{\hat{\sigma}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{\sqrt{-k_s}}{\hat{\sigma} \tan(\sqrt{-k_s} L)} \right)^2}}, \arg(\rho) = -\text{atan} \left( \frac{\sqrt{-k_s}}{\hat{\sigma} \tan(\sqrt{-k_s} L)} \right) \quad (3.74)$$

$k_s < 0$

$$|\rho| = -\frac{k}{\hat{\sigma}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{\sqrt{k_s}}{\hat{\sigma} \tanh(\sqrt{k_s} L)} \right)^2}}, \arg(\rho) = -\operatorname{atan}\left( \frac{\sqrt{k_s}}{\hat{\sigma} \tanh(\sqrt{k_s} L)} \right) \quad (3.75)$$

$$k_s > 0$$

$$|\rho| = -\frac{k}{\hat{\sigma}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{1}{\hat{\sigma} L} \right)^2}}, \arg(\rho) = -\operatorname{atan}\left( \frac{1}{\hat{\sigma} L} \right) \quad (3.76)$$

$$k_s = 0$$

Podemos então notar que o comportamento é aperiódico para  $k_s > 0$  e periódico para  $k_s < 0$  correspondente à banda de passagem e à banda de rejeição respectivamente (ver Figura 11).

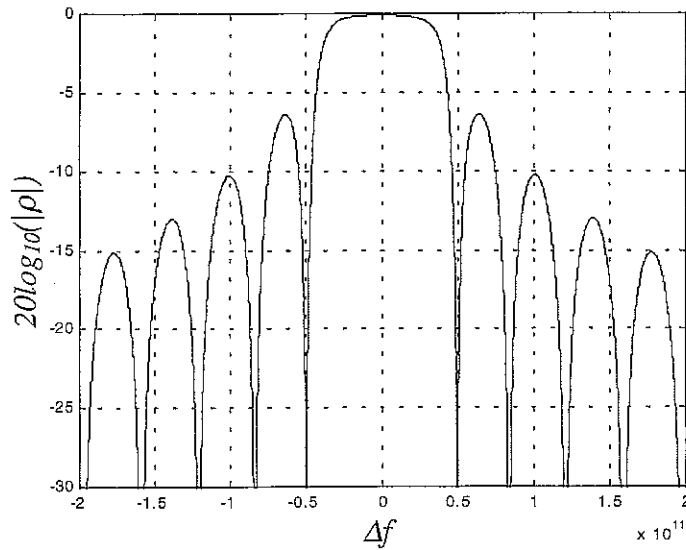


Figura 11- Função de transferência de potência de um grating com  $\Delta\lambda_{edge}=0.5\text{nm}$  e  $\Delta\lambda_0=0.8\text{nm}$  em função do desvio de frequência.

Portanto  $k_s=0$  define os limites aproximados da banda passante do filtro (extremos de banda-  $\Delta\lambda_{edge}$ ) dada pela equação seguinte obtida da equação (3.76) recorrendo às equações (3.70) e (3.71):

$$\frac{\Delta\lambda_{edge}}{\lambda_D} = \frac{v_{is}(z)\bar{\delta n}_{eff}}{n_{eff}} \quad (3.77)$$

O ponto de ocorrência de máxima na característica  $\rho$  é dado por

$$\lambda_{max} = \left(1 + \frac{\bar{\delta n}_{eff}}{n_{eff}}\right) \lambda_D \quad (3.78)$$

Outro parâmetro que importa definir é a largura de banda entre os dois primeiros zeros do coeficiente de reflexão,  $\Delta\lambda_0$ :

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_D} = \frac{v_{is}\bar{\delta n}_{eff}}{n_{eff}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_D}{v_{is}(z)\bar{\delta n}_{eff} L}\right)^2} \quad (3.79)$$

Para efeitos de projecto destes filtros, interessa definir os parâmetros físicos em termos de parâmetros práticos do sistema tal como a largura de banda entre zeros ( $\Delta\lambda_0$ ), largura de banda entre inflexões ( $\Delta\lambda_{edge}$ ), comprimento de onda de ocorrência da máxima transmitância ( $\lambda_{max}$ ) e índice de refração efectivo da fibra ( $n_{eff}$ ). Utilizando as expressões acima obtêm-se para um *grating* uniforme com  $v_{is}(z) = 1$ , as expressões:

$$\lambda_D = \lambda_{max} - \Delta\lambda_{edge} \quad (3.80)$$

$$\bar{\delta n}_{eff} = n_{eff} \frac{\Delta\lambda_{edge}}{\lambda_D} \quad (3.81)$$

$$L = \frac{\lambda_D}{\bar{\delta n}_{eff} \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda_0}{\Delta\lambda_{edge}}\right)^2 - 1}} \quad (3.82)$$

$$\text{e } \Delta\lambda = \lambda - \lambda_{\max}.$$

Com estas expressões definidas poderemos obter os parâmetros físicos do *grating* partindo das características definidas sob o ponto de vista de sistemas de comunicações.

### 3.6. Métodos de Avaliação do Desempenho de Sistemas NRZ e RZ

Um modo comum de avaliar o desempenho de um sistema de transmissão digital é a probabilidade de erro ( $P_e$ ). De entre muitos métodos existentes para a determinação/estimação deste parâmetro em sistemas de comunicações vamos apenas abordar a estimação por simulação por determinação do factor Q, do diagrama de olho e por aproximação da estatística do ruído do receptor.

#### 3.6.1. Probabilidade de Erro Média

A probabilidade de erro média num sistema binário, é dada por:

$$P_e = p_0 P(1|0) + p_1 P(0|1) \quad (3.83)$$

em que  $p_0$  e  $p_1$  são as probabilidades *a priori* de dos símbolos “0” e “1” respectivamente, e  $P(0|1)$  e  $P(1|0)$  são as probabilidades de erro condicionadas ao símbolo transmitido “1” ou “0” respectivamente, sendo dadas por:

$$P(0|1) = \int_{-\infty}^{DL} f_1(t) dt = F_1(DL) \quad (3.84)$$

$$P(1|0) = \int_{DL}^{+\infty} f_0(t) dt = 1 - F_0(DL) \quad (3.85)$$

$f_i(t)$ ,  $i=0, 1$ , são as funções densidades de probabilidade do sinal à entrada do circuito de decisão no instante de análise condicionadas pelo facto de ser transmitido “0” ou “1” respectivamente, e  $F_i(DL)$  são as funções de distribuição correspondentes, sendo  $DL$  o limiar de decisão.

### 3.6.2. Método de Monte-Carlo

Um método de avaliação da taxa de erro é a simulação de Monte-Carlo, onde uma sequência de informação à entrada do sistema é comparada com a sequência à saída do circuito de decisão. Da comparação resulta a avaliação do número de erros, que dividido pelo total de bits analisados nos dá um estimador para a probabilidade de erro. Este método recorre a uma análise exaustiva do sistema e pode resultar em simulações de bastante longa duração, uma vez que as probabilidades de erro que se esperam nos sistemas actuais de telecomunicações são da ordem de  $10^{-9}$  ou  $10^{-12}$ , implicando isto, a existência provável de apenas um erro em cada  $10^9$  ou  $10^{12}$  bits. Dada esta limitação, este método não foi o escolhido ao longo deste trabalho, tendo sido apenas utilizado para testar pontualmente alguns dos métodos utilizados

### 3.6.3. Factor Q

Outro tipo de estimação é o método dos momentos, cuja versão mais comum se relaciona com a determinação do factor  $Q$ . Esta aproximação, também chamada de gaussiana, baseia-se na determinação dos dois primeiros momentos (média e variância) do sinal à entrada do circuito de decisão e estimar a  $P_e$  assumindo uma aproximação gaussiana para a estatística do sinal analisado. Assim, o sinal obtido pela simulação de uma sequência de tamanho  $2^n$  é amostrado no instante de decisão. Essas amostras são utilizadas para determinar a média e variância condicionadas à transmissão dos símbolos “0” e “1”. Estes dados são usados para obter uma estimativa da probabilidade de erro:

$$P_e = \frac{p_0}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu_1 - DL}{\sqrt{2}\sigma_1}\right) + \frac{p_1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu_0 - DL}{\sqrt{2}\sigma_0}\right) \quad (3.86)$$

onde  $\mu_1$  e  $\mu_0$  são as médias,  $\sigma_1^2$  e  $\sigma_0^2$  são as variâncias correspondentes a cada um dos símbolos e

$$\frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{2}}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^{+\infty} e^{-t^2/2} dt \cong \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2}. \quad (3.87)$$

A aproximação apresentada na equação (3.87) tem validade para valores de  $x > 3$ , pelo que pode ser normalmente usada no contexto deste trabalho, dados os valores de  $x$  normais no tipo de sistemas considerados. Se assumirmos o seguinte nível de decisão, o qual é definido como o nível para o qual ambas as probabilidades são iguais,

$$DL = \frac{\sigma_0\mu_1 + \sigma_1\mu_0}{\sigma_0 + \sigma_1}. \quad (3.88)$$

não vamos ter o nível de decisão óptimo, mas um valor de partida para uma optimização caso seja este o nosso objectivo. Para este  $DL$ , podemos definir o factor,  $Q$ , que é designado normalmente pelo factor de qualidade:

$$Q = \frac{|\mu_1 - \mu_0|}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (3.89)$$

Este factor foi utilizado no capítulo 4.



### 3.6.4. Diagrama de Olho

Um método vulgarmente usado na caracterização de sistemas de comunicação digitais baseia-se na observação do diagrama de olho do sinal à entrada do circuito de decisão. Pressupõe-se que os processos aleatórios como o ruído, apenas têm distribuições limitadas aos valores que ocorreram durante a sequência observada. Para o caso de sinais com estatística gaussiana, que apresentam caudas importantes nas funções densidade de probabilidade, esta hipótese poderá não ser válida. Neste caso podem ocorrer situações que resultam num completo fecho do diagrama de olho observado, sem que isso identifique um muito mau desempenho do sistema em termos de  $P_e$  média. Apesar deste inconveniente, este método é razoavelmente simples de implementar sendo experimentalmente, muitas vezes, os sistemas otimizados com base neste critério [71]. Este método vai ser utilizado em partes do capítulo 4.

### 3.6.5. Estimação Semi-Analítica

Outro método também bastante usado pela sua exactidão e, para alguns casos, facilidade de implementação, é o método de estimação semi-analítica. Neste processo, na sua versão original, o sistema é inicialmente simulado sem ruído de nenhuma origem, obtendo-se deste modo uma caracterização da distorção do sinal. Contudo, poderemos simular o sistema incluindo já algumas fontes de ruído e obter bons resultados globais. Conhecida a função densidade de probabilidade do ruído não incluído na simulação, esta é em seguida convoluída com a função densidade de probabilidade (PDF-*Probability Density Function*) obtida pela simulação, obtendo-se finalmente a  $P_e$  pela equação (3.83).

Este método vai ser usado para calcular o desempenho em vários sistemas estudados neste trabalho. Para o efeito foi implementado um pacote de *software* que lê um ficheiro com o sinal a observar, permitindo a determinação do instante óptimo para a decisão. Definido esse instante, que pode ser ajustado pelo utilizador, é determinada a PDF das amplitudes,  $f_A(a)$  (é apresentado um exemplo na Figura 12 a) ) sendo em seguida calculada a convolução desta PDF com a PDF do ruído eléctrico do receptor,  $f_n(a)$ . A

função resultante é utilizada para determinar a  $P_e$ , através da equação (3.83) expandida na equação seguinte:

$$P_e = p_0 \int_{-\infty}^{DL} f_{A_0}(a) f_n(a) da + p_1 \int_{DL}^{+\infty} f_{A_1}(a) f_n(a) da \quad (3.90)$$

onde as funções  $f_{A_0}(a)$  e  $f_{A_1}(a)$  são a estatística de amplitudes condicionadas ao “1” e “0” lógico, respectivamente. Se for feito um varrimento de todos os  $DL$  possíveis desde a mínima até à máxima amplitude ocorrida no sinal eléctrico detectado e filtrado, obtemos um gráfico que nos permite determinar a  $P_e$  mínima e o  $DL$  óptimo (exemplo na Figura 12 b) ).

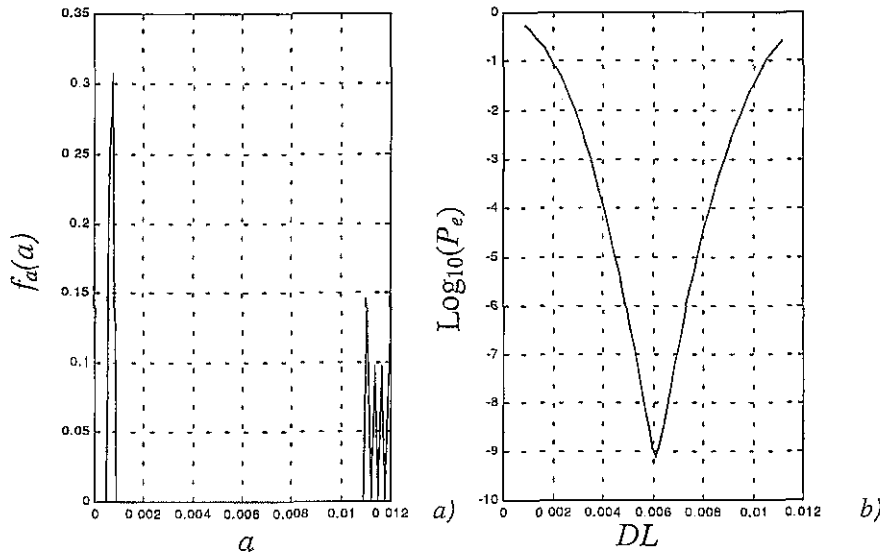


Figura 12- Gráfico da estatística de um sinal, (a), e posterior representação da  $P_e$  como função do nível de decisão, (b), para um sistema com amplificação óptica onde a potência óptica é  $-22\text{dBm}$  à entrada do PIN e o ruído é gaussiano de variância  $7.3\text{E-}7\text{A}^2$ .

Além desta metodologia onde se determina directamente da simulação a PDF do sinal, temos ainda a possibilidade de extrair da estatística de amplitudes dos símbolos recebidos as distribuições que melhor aproximam essa estatística. Este processo visa quantificar os

ruídos presentes, quando há limitação no tamanho da sequência simulada. No apêndice A apresentam-se alguns detalhes sobre esta metodologia. -

### **3.6.6. Extrapolação de Cauda**

A determinação da probabilidade de erro em sistemas práticos é um processo que pode levar muitos dias, e podendo os resultados não serem conclusivos. Como tal e para sistemas de baixas taxas de erro, são vulgarmente usados métodos de estimação que poupam tempo e resultam bastante bem. Um destes métodos, designado por extrapolação de cauda, baseia-se na determinação exacta da  $P_e$  para níveis de decisão que produzam valores de  $P_e$  relativamente elevadas (tipicamente  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$  e  $10^{-5}$ ). Estes valores são utilizados em seguida para fazer uma extrapolação da  $P_e$  a outros níveis de decisão com valores de  $P_e$  mais baixos. Este método tem por base o conhecimento de uma aproximação para a estatística global sinal e do ruído e tem sido utilizado para determinar o valor da  $P_e$  para o nível de decisão óptimo em sistemas reais, especialmente em optimizações laboratoriais.

## **3.7. Simuladores de Sistemas de Comunicações Ópticos**

Grande parte do trabalho realizado nesta tese teve por base a simulação de sistemas de comunicações ópticos. Actualmente, no mercado surgem com muita frequência simuladores de sistemas de comunicações ópticos com um grande número de livrarias, incluindo modelos cada vez mais perfeitos dos componentes ópticos mais utilizados. Estes simuladores permitem estudar diversos dispositivos com grande versatilidade e abordando um grande número de fenómenos, assim como avaliar o desempenho dos sistemas simulados com base em modelos de grande precisão. Neste trabalho foi utilizado um pacote de simulação desenvolvido na Universidade de Aveiro denominado de SCORE [62][63]. Este pacote permite simulações a diversos níveis e é expansível através da criação de novos modelos em linguagem C. Muitos dos modelos e métodos apresentados neste trabalho, foram implementados pelo autor deste trabalho.

Para complementar esta ferramenta, foi desenvolvido um outro pacote de simulação especialmente vocacionado para sistemas não lineares. Este pacote é baseado em modelos desenvolvidos pelo autor, para Matlab. Algumas das facilidades importantes deste pacote incluem a apresentação gráfica dos diagramas de propagação, que permite observar e medir a evolução dos impulsos com a distância. A reutilização de dados é também facultada pois a estrutura do programa assume a simulação apenas do caminho óptico, sendo o receptor alvo de processamento independente, normalmente rápido e relacionado com os processos de caracterização do desempenho. A observação do comportamento dos impulsos não lineares com a distância é um dos requisitos importantes para o trabalho aqui apresentado, daí a criação de um pacote de *software* com características específicas. O processamento independente dos sinais no domínio eléctrico, permitiu que todos os processos de optimização no receptor não implicassem os grandes recursos computacionais que a propagação de sistemas não lineares exige.

### 3.8. Conclusões

Neste capítulo foram essencialmente criadas as bases para o estudo a ser efectuado ao longo deste trabalho. Foi desenvolvido o modelo do amplificador óptico (secção 3.2) e dos lasers de semiconductor (secção 3.3) maciços e do tipo MQW. Foram ainda introduzidas simplificações permitindo modelar um laser MQW por um conjunto mais simples de equações correspondente aos lasers maciços, sem grande perda de rigor para algumas situações. Uma vez que todo o trabalho vai girar em torno de sistemas com fibra óptica foi dado algum detalhe à dedução da equação para a modelização da fibra óptica monomodo (secção 3.4). Dada a importância dos filtros ópticos nos sistemas a serem estudados (monocanal e multicanal WDM), efectuou-se a modelização de alguns dos filtros mais vulgares (secção 3.5): filtros do tipo Faby-Perot de cavidade simples e dupla e filtros de fibra com *gratings* uniformes de reflexão.

Como a determinação da probabilidade de erro é um dos problemas mais importante em telecomunicações, a secção 3.6 foi dedicada à apresentação de métodos de avaliação do

desempenho de sistemas de comunicação ópticos. Sendo a implementação de sistemas ópticos normalmente dispendiosa, a simulação deste tipo de sistemas é uma boa ferramenta para a sua optimização (secção 3.7), tendo sido abordados os diversos simuladores utilizados ao longo deste trabalho.

## Referências:

- [1] Luís Filipe Ribeiro, *Sistemas de Comunicação com Amplificação Óptica*, Tese de Doutoramento, Universidade de Aveiro, 1995.
- [2] Rui F. S. Ribeiro, *Simulação, Análise e Optimização de Sistemas FSK Ópticos*, Tese de Doutoramento, Universidade de Aveiro, 1996.
- [3] Govind P. Agrawal, *Non Linear Fiber Optics*, 2<sup>nd</sup> edition, Academic Press, San Diego, California, 1995
- [4] Y. Sun, J. B. Judkins, A. K. Srivastava, L. Garrett, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, C. Wolf, R. M. Derosier, A. H. Gnauck, R. W. Tkach, J. Zhou, R. P. Espindola, A. M. Vengsarkar, and A. R. Chraplyvy, "Transmission of 32-WDM 10-Gb/s Channels Over 640 km Using Broad-Band, Gain-Flattened Erbium-Doped Silica Fiber Amplifiers", *Photon. Technol. Lett.*, Vol 9 N 12, pp. 1652- December 1997
- [5] Y. Yano et al, "2.62 Terabit/s WDM transmission experiment using optical duobinary coding", *ECOC96 proceedings*, pp.5.3-5.6, 1996
- [6] P. Harper, et al., "200000km 10Gbit/s Soliton propagation exploiting periodic saturable absorption", Post dead-line paper, *ECOC 97*, pp. 107-108, 1997
- [7] J. P. Gordon and L. F. Mollenauer, "Effects of Fiber Nonlinearities and Amplifier Spacing on Ultra-Long Distance Transmission", *J. of Lightwave Technol.*, Vol. 9, no. 2, pp. 170-173, 1991
- [8] M Horiguchi et al., "Highly efficient optical fibre amplifier pumped by a 0.8 $\mu$ m band laser Diode", *Electron. Lett.*, v. 26, n. 21, pp.1758-1759, 1990
- [9] M. Nakazawa, et al., "Efficient Erbium-Doped Fibre amplifier at 820nm", *Electron. Lett.*, v. 26, n. 23, pp. 1936-1938, 1990
- [10] J. L. Jackel and Dwight H. Richards, "All-optical stabilization of multi-wavelength EDFA chains: a network level approach," in *Proc. LEOS'96*, Boston, MA, Nov. 1996, postdeadline paper 2.2.
- [11] D. H. Richards, J. L. Jackel, and M. A. Ali, "Multichannel EDFA Chain Control: A Comparison of Two All-Optical Approaches", *Photon. Technol. Lett.*, Vol. 10, No. 1, pp. 156-159, January 1998
- [12] B. Landousies, T. Georges, E. Delavaque, R. Lebreff, and M. Monerie, "Low power transient in multichannel equalised and stabilized gain amplifier using passive gain control," *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 1912-1913, 1996.
- [13] J. L. Jackel and Dwight H. Richards, "All-optical stabilization of multi-wavelength EDFA chains: a network level approach," in *Proc. LEOS'96*, Boston, MA, Nov. 1996, postdeadline paper 2.2.
- [14] B. Landousies, T. Georges, E. Delavaque, R. Lebreff, and M. Monerie, "Low power transient in multichannel equalised and stabilized gain amplifier using passive gain control," *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 1912-1913, 1996.
- [15] Joon Chung, Sang Yong Kim, and Chang Joon Chae, "Performances of all optical gain-clamped EDFA's with different feedback wavelengths for use in multiwavelength optical networks," in *OFC'97 Optical Fiber Communication Conf.*, OSA Technol. Dig. Ser. Washington, DC: Opt. Soc. Amer., 1997, vol. 6, paper TuE5.
- [16] G. Luo, J. L. Zyskind, Y. Sun, A.K. Srivastava, J. W. Sulhoff, and M. A. Ali, "Relaxation-oscillations and spectral hole burning in laser automatic gain control of EDFA's," in *OFC'97 Optical Fiber Commun. Conf.*, OSA Technol. Dig. Ser. Washington, DC: Opt. Soc. Amer., 1997, vol. 6, paper WF4.
- [17] A.R. Chraplyvy, R.W. Tkach, K.C. Reichmann, P.D. Magill, and J.A. Nagel, "Equalization in amplified WDM lightwave transmission systems", *Photon. Technol. Lett.*, v4, n4, April, 1993
- [18] M. Tachibana, R. Laming, R. I.; Morkel, P. R.; Payne, D. N., "Erbium-doped fiber amplifier with flattened gain spectrum", *Photon. Technol. Lett.*, v 3, n 2, p 118-120, Feb 1991
- [19] Ibrahim, H. ; Ronarc, D. ; Pophillat, L. ; Madani, A. ; Moalic, J. ; Guibert, M. ; Le Roch, J., "Comparison Between Erbium-Doped Fluoride And Silica Fiber Amplifiers In An Am-Catv Transmissions System", *Photon. Technol. Lett.*, v 5, n 5, p 540-543, May 1993
- [20] V.L. da Silva, Y. Silberberg, J.S. Wang, E.L. Goldstein, M.J. Andrejco, "Automatic Gain Flattening In Optical Fiber Amplifiers Via Clamping Of Inhomogeneous Gain", *Photon. Technol. Lett.*, v 5, n 4, p 412-414, 1993
- [21] R. Kashyap, R. Wyatt, R.J. Campbell, "Wideband Gain Flattened Erbium Fibre Amplifier Using A Photosensitive Fibre Blazed Grating", *Electronics Letters*, v 29, n 2, Jan 21, p 154-156, 1993
- [22] M. Tachibana, R.I. Laming, P.R. Morkel, D.N. Payne, "Erbium-Doped Fiber Amplifier With Flattened Gain Spectrum", *Photon. Technol. Lett.* v 3 n 2 Feb 1991 p 118-120
- [23] T. Erdogan and J. E. Sipe, "Fiber grating filters based on radiation and cladding-mode coupling," in *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides Technol. Dig.*, Portland, WA, vol. 22, pp. 239-242, Sept. 1995.
- [24] A.M. Vengsarkar, P.J. lemaire, G. Jacobovitz-Veselka, V. Bhatia, and J. B. Judkins, "long period gratings as gain-flattening and laser stabilization devices", *Proc. of IOOC'95*, Hong-Kong, paper PD1-2, pp. 3-4, June, 1995
- [25] E. M. Dianov, V.I. Karpov, O.I. Medvedkov, A.M. Prokhov, V. N. Protopopov, and S. A. Vasil'ev, "Gain spectrum flattening of Erbium Doped fiber amplifier using long-period gratings", *Photosensitivity and quadratic nonlinearity in glass waveguides Technol. Digest*, Portland, WA, v 22, pp. 14-17, Sept. 1995
- [26] N. S. Bergano, "WDM in long-haul transmission networks", *Proc. ECOC'96*, Oslo, pp.3.65-3.71, 1996
- [27] A.M. Vengsarkar, P.J. Lemair, J.B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J.E. Sipe, "long Period Gratings as band-rejection filters", *Proc. OFC'95*, PD4, 1995
- [28] Ronan Lebreff, Bernard Landousies, Thierry Georges, and Eric Deleavaque, "Theoretical Study of the Gain Equalization of a Stabilized Gain EDFA for WDM Applications", *J. of Lightwave Technology*, V 15, N 5, May 1997
- [29] A.M. Saleh, R.M. Jopson, J.D. Ekanov and A. Aspell, "Modelling of gain in Erbium- doped Fiber Amplifiers", *Photonics technology letters*, oct 1990
- [30] T. Georges and E. Deleavaque, "Analytic modeling of high-gain erbium-doped fiber amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 16, pp. 1113-1115, Aug. 1992.

- [31] C. R. Giles and E. Desurvire, "Modeling erbium-doped fiber amplifiers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 271–283, Feb. 1991.
- [32] I. P. Kaminow, "Polarization in optical fibers," *J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 15–22, 1981.
- [33] S. C. Rashleigh, "Origins and control of polarization effects in single-mode fibers," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-1, pp. 312–331, 1983.
- [34] Masayuki Matsumoto, Yasuaki Akagi, and Akira Hasegawa, "Propagation of Solitons in Fibers with Randomly Varying Birefringence: Effects of Soliton Transmission Control", *J. of Lightwave Technology*, Volume 15 Number 4, pp. 584–589 April 1997
- [35] C. D. Poole, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, and D. A. Fishman, "Fading in lightwave systems due to polarization-mode dispersion," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 68–70, 1991.
- [36] Y. Namiura, T. Kawazawa, and H. Wakabayashi, "Polarization mode dispersion measurements in 4564 km EDFA system," *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 32–33, 1993.
- [37] E. Iannone, F. Matera, A. Galtarossa, G. Gianello, and M. Schiano, "Effect of polarization dispersion on the performance of IM-DD communication systems," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 1247–1249, 1993.
- [38] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, and H. H. Chen, "Stability of solitons in randomly varying birefringent fibers," *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 1231–1233, 1991.
- [39] S. G. Evangelides Jr., L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and N. S. Bergano, "Polarization multiplexing with solitons," *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, pp. 28–35, 1992.
- [40] L. F. Mollenauer, K. Smith, J. P. Gordon, and C. R. Menyuk, "Re-sistance of solitons to the effects of polarization dispersion in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 1219–1221, 1989.
- [41] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, and H. H. Chen, "Effects of randomly varying birefringence on soliton interactions in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 1735–1737, 1991.
- [42] J. Stone, L. W. Stulz and A. M. Saleh, "Three mirror fibre Fabry-Perot filters of optimal design", *Elect. Lett.*, vol.26, no. 14, pp. 1072–1073, 1990
- [43] M. Freire, A. Carvalho and H. Silva, " Performance implications of Three-mirror Fabry-Perot demultiplexers for 10Gb/s WDM dispersion supported transmission with 0.5 channel spacing", *Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 9, pp. 1261–1263,
- [44] I.P. Kaminov, P. Iannone, J. Stone and L. Stutz, "FDMA-FSK star network with a tunable optical filter demultiplexer", *J. of Lightwave Technol.*, vol. LT-6, pp. 1406–1414, 1988
- [45] S. Mallinson, "Cross-talk limits of Fabry-Perot demultiplexer", *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 759–761,
- [46] W. Gunning, "Double cavity electro-optic Fabry-Perot tunable filter", *Appl. Opt.*, vol. 21, pp. 3129–3131, 1982
- [47] H. Van De Stadt and J. Muller, "Multimirror Fabry-Perot interferometers", *J. Opt. Soc. Of America*, vol. 2, pp. 1363–1370, 1985
- [48] S. Hogeveen and H. Van De Stadt, "Fabry-Perot interferometers with three mirrors", *Appl. Opt.*, Vol. 25, pp.4181–4184
- [49] A. Saleh and J. Stone, "Two-stage Fabry-Perot filters and demultiplexers in optical FDMA LANs", *J. of Lightwave Tech.*, vol. LT-7, pp. 323–330
- [50] Y. Ohishi and M. Shimizu, " Broad Bandwidth Fiber Amplifiers", *LEOS 98 proceedings*, Vol. 2, pp. 192–193, 1998
- [51] G. Agrawal and N. Dutta, *Long-wavelength semiconductor lasers*, Van Nostrand Reinold, New York, 1986
- [52] C. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers", *J. of Quantum Electron.*, Vol. QE-18, pp.259–264, 1982
- [53] C. Henry, "Theory of the phase noise and power spectrum of a single mode injection laser", *J. of Quantum Electron.*, Vol. QE-19, pp. 1391–1397, 1983
- [54] R. Vodhanel, A. Elfreire and R. Wagner, "Ten-to-twenty gigabit-per-second modulation performance of 1.5 $\mu$ m distributed feedback lasers for FSK systems", *J. of Lightwave Technol.*, Vol. 7, pp. 1454–1460, 1989
- [55] S. Li, F. Tong, k. Liu, D. Messerschmitt, "Channel capacity optimization of chirp limited dense WDM/WDMA systems using OOK/FSK modulation and optical filters", *J. of Lighthwave technol.*, vol. 1148–1161, 1992
- [56] J. Yao, G. Duan and P. Gallion, " Strong signal analysis of optical nonlinearities in single-quantum well and double-heterostructure lasers", *Photonics Technol. Lett.*, Vol. 4, pp. 1103–1106, 1992
- [57] P. Liu, L. Fencil, J. Ko, T. Lee and C. Burrus, "Amplitude fluctuations and photon statistics of InGaAsP lasers", *J. of Quantum Electron.*, Vol. QE-19, pp. 1348–1351, 1983
- [58] R. Nagarajan, T. Fukushima, S. Corizine and J. Bowers, " Effects of carrier transport on high-speed quantum well lasers", *Appl. Phys. Letters*, Vol.59, pp. 1835–1837, 1991
- [59] R. Nagarajan, M. Ishikawa and J. Bowers, " Effects of carrier transport on relative intensity noise and critique critique of K factor predictions of modulation response", *Electon. Lett.*, Vol. 28, pp. 846–848, 1992
- [60] R. Nagarajan, T. Fukushima, M. Ishikawa, J. E. Bowers, R. Geels and L. Coldren, "Transport limits in high-speed quantum-well lasers: experiment and theory", *Photonics Technol. Lett.*, Vol. 4, pp. 121–123, 1992
- [61] R. Nagarajan, T. Fukushima, M. Ishikawa, R. Geels and J. E. Bowers, " high speed quantum-well lasers and carrier transport effects", *J. of Quantum Electron.*, Vol. 28, pp. 1990–2008, 1992
- [62] R. Ribeiro and J. da Rocha, " Multi-Computer simulator for optical communication systems", *Proc 4<sup>th</sup> Bangor Commun. Symposium*, Bangor, UK, pp. 116–119, 27–28 May, 1994
- [63] R. Ribeiro, C. Lourenço and J. da Rocha, " Project and analysis of optical communication systems", *2<sup>nd</sup> Int. Conf. On Optical Fiber Submarine telecommunications Systems- Subtopic 93*, 1993, France.
- [64] P. Morse and H. Feshbach, *Methods of theoretical physics*, Mc Graw Hill, New York, 1953, ch. 9
- [65] T. Erdogan, "Fiber Grating Spectra", *J. of Lightwave Technol.*, Vol. 15, No. 8, pp. 1277–1294, 1997
- [66] K. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, and D. C. Johnson, "Photosensitivity in optical fibers," *Annu. Rev. Mater. Sci.*, vol. 23, pp. 125–157, 1993.
- [67] W. W. Morey, G. A. Ball, and G. Meltz, "Photoinduced Bragg gratings in optical fibers," *Opt. Photon. News*, vol. 5, pp. 8–14, 1994.
- [68] R. J. Campbell and R. Kashyap, "The properties and applications of photosensitive germanosilicate fiber," *Int. J. Optoelectron.*, vol. 9, pp. 33–57, 1994.

- [69] P. St. J. Russell, J.-L. Archambault, and L. Reekie, "Fiber gratings," *Phys. World*, pp. 41–46, Oct. 1993.
- [70] I. Bennion, J. A. R. Williams, L. Zhang, K. Sugden, and N. J. Doran, "UV-written in-fiber Bragg gratings," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 93–135, 1996.
- [71] M. Midrio et al., "WDM soliton transmission with filtering", *Opt. Communic.*, 112, 283-288, 1994
- [72] L. Nguyen et al., "A time domain model for high speed quantum-well lasers including carrier transport effects", *I. Select. Topics on Quantum Electron.*, v 1, pp. 494-504, 1995



# **CAPÍTULO 4**

## **Sistemas Monocanal e Multicanal com Base no Método de Modulação DST**

### **4.1. Introdução**

A utilização de fibras ópticas monomodo para a transmissão de informação ocorreu inicialmente na janela dos  $1.3\mu\text{m}$  onde o factor de dispersão de primeira ordem é aproximadamente nulo.

No entanto, o aparecimento dos amplificadores ópticos de fibra dopada com Érbio (EDFA-*Erbium Doped Fiber Amplifier*) [1], dada a sua eficiência e baixo ruído abriram grandes perspectivas para a banda por eles abrangida ( $\sim 1.55\mu\text{m}$ ). Esta gama de frequências apresenta menores perdas (Figura 1 a)), conseguindo-se deste modo transmissões a maiores distâncias para a mesma potência e ganho, contudo, esta janela apresenta maior dispersão (Figura 1 b)). Deste modo, com o problema da atenuação em parte minimizado pela presença dos amplificadores EDFA, os sistemas de comunicações

ópticos e a distância máxima de propagação, passam a ser limitados maioritariamente pela dispersão, pelos efeitos não lineares, pela acumulação de ruído resultante dos ciclos de amplificação e ainda outros factores dependendo do tipo de propagação que se impõe.

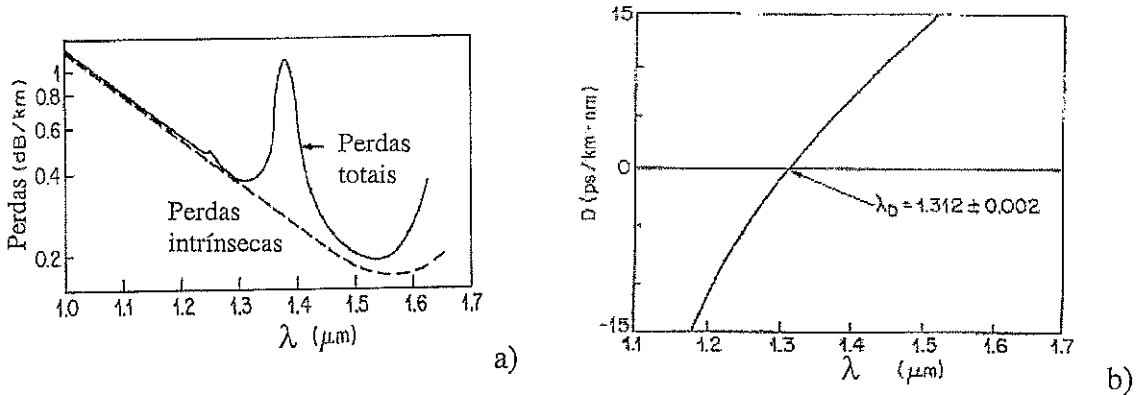


Figura 1- Factor de dispersão em a) e factor de perdas em b) referentes de uma fibra monomodal padrão

A dispersão das fibras monomodais padrão (SMF-*Single Mode Fiber*) em  $1.55\mu\text{m}$  ( $\sim 17\text{ps/nmkm}$ ) pode ser um factor determinante na limitação de alguns sistemas de comunicação de altos débitos. Neste contexto, Wedding [2] sugeriu um novo método de modulação capaz de ultrapassar os limites impostos pela dispersão sem efectuar regeneração ou compensação óptica. Através deste método, denominado por transmissão suportada por dispersão (DST-*Dispersion Supported Transmisson*), em conjunto com EDFA's, foram já transmitidos dados sem regeneração a distâncias superiores ao limite de dispersão convencional para sistemas de modulação de intensidade e detecção directa (IM/DD-*Intensity Modulation and Direct Detection*) [4]-[13][16].

Se a largura espectral do sinal à saída do emissor for essencialmente relacionada com o débito de dados de um modulador externo sem *chirp*, o comprimento de dispersão é dado por [17]:

$$B^2 DL = c / (2\lambda^2) \quad (4.1)$$

em que  $B$  é a taxa de transmissão,  $D$  o factor de dispersão de primeira ordem,  $L$  o comprimento do troço de fibra,  $c$  a velocidade da luz no vazio,  $\lambda$  o comprimento de onda de operação (1550nm).

Para um sistema onde um sinal de 40Gbit/s é transmitido por uma SMF ( $D=17\text{ps/nmkm}$ ), a distância máxima de transmissão é limitada pela dispersão a 2.3km. No entanto, se a modulação do sinal for feita a um ritmo de 20Gbit/s, o mesmo parâmetro é de 9.2km, enquanto que para 10Gbit/s, este assume o valor de 36.7km. Se o *chirp* inerente à modulação directa do laser for considerado, essas distâncias são ainda mais reduzidas. Um exemplo deste facto pode ser dado para o caso de um laser MQW que, quando modulado directamente a 10Gbit/s, resulta numa distância máxima de transmissão de 3.6km para uma SMF (considerando a penalidade máxima admitida devida à dispersão 1dB) [18].

Como se pôde perceber dos cálculos efectuados, o limite de dispersão pode ser uma barreira bastante difícil de ultrapassar em sistemas de comunicação de altos débitos com modulação não retorno a zero (NRZ-*Non Return to Zero*) em fibras SMF. No entanto, este limite pode ser ultrapassado recorrendo a várias técnicas de processamento óptico de sinal, como por exemplo fibras compensadores de dispersão [20], *prechirp* combinado com modulação externa e multiplexagem óptica no tempo [19].

Neste capítulo será abordado apenas o método de DST e serão tecidas conclusões sobre o comportamento e importância dos seus componentes fundamentais no desempenho dos sistemas deste tipo com modulação binária ou multinível. A secção 4.2 irá abordar o princípio de funcionamento do método DST do ponto de vista conceptual, sendo tecidas diversas considerações sobre a mecânica inerente. Na secção 4.4 são abordadas algumas propriedades do método DST, e são desenvolvidos alguns raciocínios para esboçar os valores dos diversos parâmetros que este tipo de sistemas requer. Na secção 4.5 é abordada transmissão binária e quaternária com DST, sendo definidos diversos parâmetros e propriedades aplicáveis a estes dois tipos de codificação. Na secção 4.6 são estabelecidos diversos critérios com base nos resultados da optimização de alguns parâmetros do laser e do equalizador, tendo sempre como base o sistema DST

quaternário. Finalmente, na secção 4.7, são estudadas as possibilidades, vantagens e desvantagens desta metodologia para transmissão em multicanal (WDM). Termina-se então com as conclusões deste capítulo.

#### 4.2. Princípio de Funcionamento do Método DST

Este método permite ultrapassar o limite de dispersão sem recorrer a compensação óptica, usando apenas uma fonte bastante simples: um laser modulado directamente no formato de alternância de frequência (FSK-*Frequency Shift Keying*). O componente específico deste método é apenas um equalizador eléctrico que compensa a característica do sinal de potência recebido.

Neste método de transmissão, o emissor óptico gera um sinal modulado na frequência. O carácter dispersivo do meio óptico (SMF), converte a modulação de frequência em modulação de amplitude à medida que o sinal se vai propagando ao longo da fibra. Este sinal convertido é detectado no receptor por um fotodíodo, sendo seguidamente equalizado de modo a retomar a sua formatação inicial. Podemos observar o princípio de funcionamento no diagrama da Figura 2.

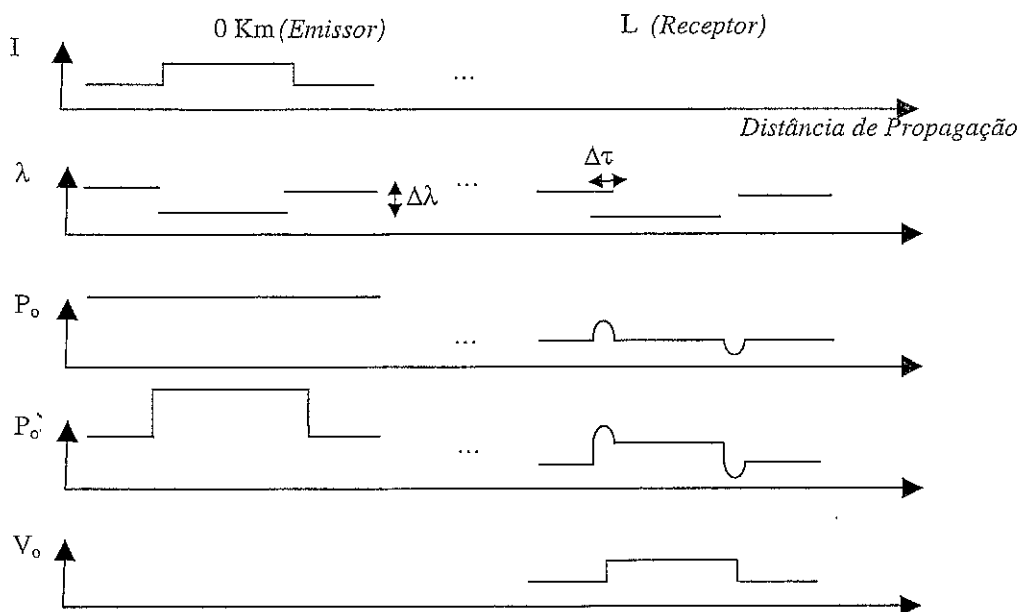


Figura 2- Diagrama de variação dos diversos parâmetros do sinal óptico ao longo da propagação por uma fibra SMF, que corresponde ao funcionamento do método DST.

Neste diagrama,  $I$  é a corrente que modula o laser directamente,  $\lambda$  o comprimento de onda do sinal emitido,  $\Delta\lambda$  o desvio de frequência do sinal à saída do laser,  $\Delta\tau$  atraso temporal entre as duas frequências no receptor (devido à dispersão),  $P_o$  é a potência óptica quando não há modulação residual de potência à saída do laser (corresponde a modulação de frequência ideal),  $P'_o$  é a potência óptica para o caso em que há modulação residual de potência óptica à saída do laser, e finalmente  $V_o$  é a tensão à saída do elemento de decisão.

A propagação causa um efeito semelhante à diferenciação no sinal emitido, resultando numa depressão no nível de potência quando o sinal emitido apresenta uma transição negativa, e num impulso positivo para o caso em que a transição do sinal emitido é positiva. Com isto, prevê-se que um integrador no receptor seja suficiente para que a sequência de dados seja recuperada. No entanto, para o caso em que temos modulação residual de potência à saída do laser, esta situação já se torna mais complexa e os resultados menos bons. Esta modulação residual de amplitude vem causar uma interferência entre símbolos extra que acresce o fecho do olho, tornando os impulsos mais indistintos. Por estes e outros factores, são de prever certos problemas com a implementação de sistemas deste tipo.

#### 4.2.1. Protótipo de um Sistema DST

Este sistema é bastante simples na estrutura, pois não requer nenhum tipo de componente especial tratando-se por isso de um sistema razoavelmente barato de implementar.

Para taxas de transmissão moderadas (10Gb/s), o sistema pode necessitar de três amplificadores na sua estrutura devido às distâncias envolvidas ( $\geq 240\text{km}$ ). No entanto, para taxas de transmissão mais elevadas (20 e 40 Gbit/s), o sistema apresenta limites de transmissão da ordem de 80km ou 30km respectivamente, dispensando por isso os amplificadores de linha. Nestes casos necessita-se simplesmente do amplificador de potência e do pré-amplificador junto ao receptor.

A Figura 3 apresenta o diagrama de blocos de um protótipo geral de um sistema para simulação. A sequência de dados é formatada por um filtro do emissor e adicionada a uma corrente contínua responsável pela polarização do laser, sendo esta a corrente de modulação do laser (estes processos estão representados pelo bloco PRBS). À saída do laser temos um sinal óptico modulado pela sequência de dados gerada. Por forma a elevar o nível de potência do sinal óptico à saída do laser, este é então amplificado por um amplificador de potência.

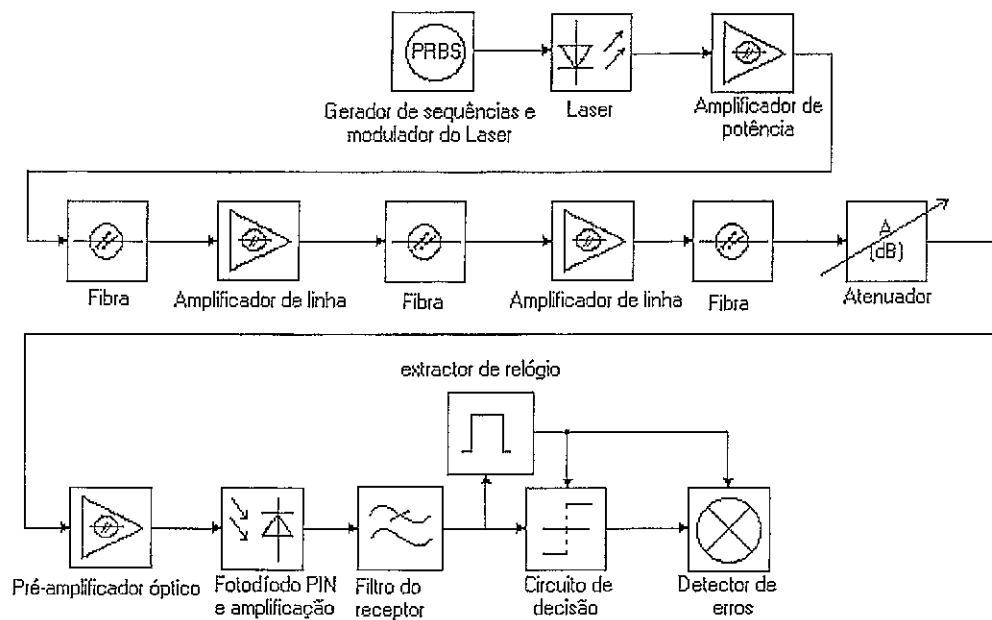


Figura 3- Diagrama de blocos de um sistema DST.

Dependendo do débito e necessariamente da distância a propagar, os amplificadores de linha podem ou não ser necessários para compensar os diferentes troços de fibra que aparecem durante o comprimento total da ligação. Na recepção, o pré-amplificador óptico, eleva o sinal óptico recebido para níveis de potência capazes de serem detectados convenientemente pelo fotodíodo, que pode ser do tipo Positivo-Intrínseco-Negativo (PIN). No bloco de simulação correspondente ao PIN estamos a considerar um amplificador de transconductância.

Seguidamente, este sinal, agora eléctrico e correspondente à potência óptica, é passado por um equalizador que vai compensar a característica adquirida durante a propagação. Este sinal é então encaminhado para um sistema de recuperação de relógio que vai servir o circuito de decisão e recuperar o sinal digital original.

#### 4.2.2. Função de Transferência do Sistema Laser e Fibra para Pequeno Sinal

A função de transferência referente ao percurso, entrada do laser→entrada do equalizador do canal, é para este sistema um dado fundamental para que possa ser determinada a forma do equalizador eléctrico a utilizar [2].

Contudo, uma vez que a propagação é baseada nas condições dadas pelo laser utilizado, é importante que se assuma desde já o tipo de lasers a considerar ao longo deste capítulo, sendo importante estabelecer algumas aproximações para simplificar o modelo.

O laser que vamos ter por referência é um laser de poço quântico múltiplo pois foi este o dispositivo ao qual tivemos acesso e do qual tivemos medidas experimentais. Este facto deu-nos a oportunidade de comparar alguns resultados obtidos ao longo deste trabalho. O dispositivo disponível era um laser com 10 poços de  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ , onde os tempos de transporte são minimizados simultaneamente através da ausência de hetero-estruturas de confinamento separadas (*SCH-Separated Confinement Heterostructures*) e pela injeção dos portadores directamente nos poços [22], permitindo que este dispositivo apresente baixos tempos de transporte de portadores.

Vários modelos para lasers de poço quântico foram já desenvolvidos [21][23]-[26]. Estes estudos demonstram que se devem considerar os efeitos de dois tempos de transporte distintos ao longo das diversas camadas da estrutura (através da SCH e através das camadas de separação dos poços). Este facto conduz à necessidade de modelização recorrendo a múltiplas equações de taxas [26] ou a outro tipo de modelos igualmente complexos (ver secção 3.3). No entanto, no âmbito problemas de transmissão e comunicações, muitos dos aspectos que são rigorosamente tomados em conta nesses

modelos podem ser desprezados sem perda de generalidade ou muito rigor, obtendo-se deste modo, modelos mais versáteis e passíveis de ser introduzidos em ciclos de optimização. Esta necessidade de simplificação, surge do facto de que os processos de optimização exigem repetitividade de simulação do sistema, para que se possa obter os diversos parâmetros óptimos. Este facto leva a que um modelo necessite de ser rigoroso, mas simultaneamente seja de processamento rápido nas máquinas e simuladores actuais.

Como já foi referido na secção 3.3.3, para o caso de lasers MQW onde os tempos de transporte através das SCH possam ser negligenciados, o número de equações de taxas pode ser reduzido. Além disso, se o tempo de transporte entre os poços tiver também um valor reduzido, os lasers MQW podem ser aproximados por lasers do tipo poço quântico simples (QW) [26]. Neste caso o modelo de duas equações de taxas, ou seja, o modelo usado para os lasers maciços pode ser aplicado [26].

O laser que vamos considerar é desse tipo, e como tal vai ser aproximado pelas equações de taxas próprias dos lasers maciços. Este resultado é importante na simplificação das equações que vão ser usadas ao longo deste capítulo, sendo, como vai ser observado, bastante representativas do dispositivo que com estas foi modelado.

A análise de pequeno sinal seguida por [27] para a intensidade do campo óptico após transmissão por uma fibra dispersiva resulta na seguinte equação:

$$\tilde{s}_{p,out}(\omega) = \cos(F\omega^2)\tilde{s}_p(\omega) + \frac{j2S_{po}\sin(F\omega^2)}{\omega}\tilde{\phi}(\omega) \quad (4.2)$$

onde  $\tilde{s}_p(\omega)$  e  $\tilde{s}_{p,out}(\omega)$  representam os pequenos sinais de modulação de intensidade à entrada e saída da fibra, em unidades de variações na população de fotões, respectivamente.  $\tilde{\phi}(\omega)$  é a modulação de frequência à entrada da fibra,  $\omega$  a frequência e  $F$  é um parâmetro que depende das características da fibra e do comprimento de onda de operação.



$$F = \frac{\lambda^2 DL}{4\pi c} \quad (4.3)$$

Considerando as condições dos lasers maciços, e supondo algumas aproximações, poderemos estabelecer a relação entre a potência óptica à saída da fibra,  $p(t)$ , e a corrente de modulação do laser,  $i(t)$  [21][27]. Essa pode ser dada pela função:

$$\begin{aligned} H_s(\omega) &= \frac{\tilde{p}(\omega)}{\tilde{i}(\omega)} = \cos(F\omega^2) - \alpha \sin(F\omega^2) + j\alpha\gamma_p \frac{\sin(F\omega^2)}{\omega} \\ &= \cos(F\omega^2) - \alpha \sin(F\omega^2) + j4\pi E_{FM} (I_o - I_{th}) \frac{\sin(F\omega^2)}{\omega} \end{aligned} \quad (4.4)$$

onde  $\alpha$  é o factor de alargamento de linha do laser,  $\gamma_p$  é o factor de decaimento de pequeno sinal da população,

$$\gamma_p = \frac{\varepsilon S_0}{\tau_p} \quad (4.5)$$

Nestas últimas expressões  $D$  é a dispersão da fibra,  $L$  é o comprimento da ligação,  $c$  é a velocidade da luz no vazio,  $\varepsilon$  o factor de compressão de ganho,  $\tau_p$  o tempo de vida dos fotões e  $S_0$  a densidade de fotões, dada por:

$$S_0 = \frac{\Gamma}{V_a} \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ad}}{2a} \quad (4.6)$$

onde

$$a = -\frac{1}{\tau_p} \frac{\Gamma}{V_a} (\tau_n g_o + \varepsilon) \quad (4.7)$$

$$b = \frac{\Gamma}{V_a} \frac{I_o}{q} (\tau_n g_o + \beta_s \varepsilon) - \Gamma (1 - \beta_s) g_o N_t - \frac{1}{\tau_p} \quad (4.8)$$

$$d = \beta_s \frac{I_o}{q} \quad (4.9)$$

e ainda ,  $I_o$  é a corrente de polarização do laser,  $I_{th}$  a corrente limiar, e  $E_{FM}$  é a eficiência FM do laser definida como a relação entre a variação de frequência óptica e a variação na corrente de modulação do laser, e pode ser aproximadamente dada por [21]:

$$E_{FM} = \frac{\alpha_H \Gamma \varepsilon}{4\pi q V_a \left( 1 + \frac{\varepsilon}{g_o \tau_n} \right)} \quad (4.10)$$

Os parâmetros ainda não definidos são:  $\tau_n$  e  $\tau_p$  são os tempos de vida dos portadores e dos fótons respectivamente,  $g_o$  é o ganho diferencial,  $\Gamma$  é o factor de confinamento,  $V_a$  é o volume da região activa,  $\beta_s$  é o factor de emissão espontânea,  $N_o$  é a densidade de portadores na transparência e  $q$  é a carga electrónica.

#### 4.2.3. Comportamento dos Sistemas DST com a Variação do Comprimento da Fibra

Como se pode observar da análise das equações (4.3)-(4.10), a função de transferência,  $H_s(\omega)$ , depende de muitos factores entre os quais o comprimento da fibra. Este facto leva a que os componentes de equalização tenham que ser ajustados a cada comprimento de ligação, bem como a cada laser em particular.

Atribuindo aos parâmetros dos blocos da Figura 3, valores específicos, obtêm-se as curvas apresentadas na Figura 4, para três distâncias diferentes.

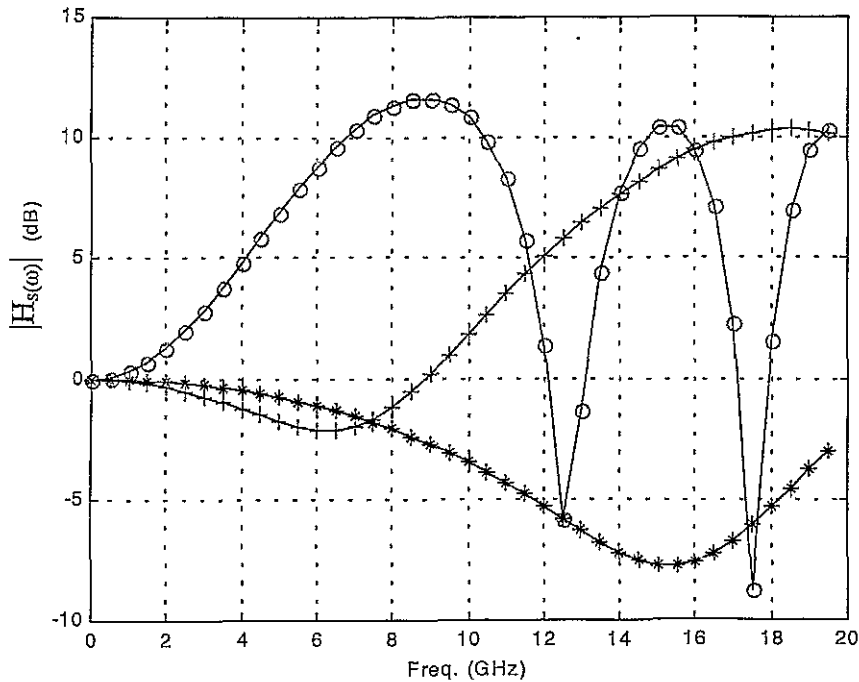


Figura 4- Módulo da função de transferência do sistema,  $H_s(\omega)$ , para três comprimentos de fibra. O) 50km, +) 12.5km e \*)3km, para um laser com eficiência FM  $E_{FM}=150\text{MHz/mA}$ , polarizado com  $I_0=75\text{mA}$ , tendo uma corrente limiar de  $I_{th}=5.8\text{mA}$  e factor de alargamento de linha  $\alpha_H=2.95$ . A fibra é SMF, com factor de dispersão  $D=17\text{ps/nmkm}$ .

Existem, como se pode ver, vários tipos de respostas que correspondem às várias zonas da propagação deste tipo de sistemas.

Para pequenas distâncias (ex.  $L=3\text{km}$ ), o sistema exhibe a característica de um filtro passa-baixo. Nestas condições, dada a largura de banda, o sistema está ainda no regime de propagação essencialmente de modulação de intensidade (IM), dado que a distância ainda não é suficiente para se manifestarem os fenómenos descritos na Figura 2.

Contudo, se passarmos para distâncias intermédias (ex.  $L=12.5\text{km}$ ), podemos notar uma depressão seguida de uma subida na função de transferência. Esta depressão aparece na banda passante, pelo que exige uma equalização. Este facto, faz com que o receptor usado vulgarmente num sistema DST, em que o equalizador é um filtro passa-baixo, tenha uma resposta bastante desfavorável, e assim o sistema sofra nesta gama de distâncias uma degradação considerável no desempenho.

Depois, para distâncias elevadas (ex.  $L=50\text{km}$ ), o sistema passa a comportar-se como o DST ideal, onde a resposta é tipicamente passa-alto, com uma frequência de corte dependente da distância. Para um dado sistema, uma aproximação para a frequência de corte do equalizador pode ser dada por [2]:

$$f_w = \frac{1}{2\pi k F} \quad (4.11)$$

$$k = 4\pi E_{FM} (I_0 - I_{th}) \quad (4.12)$$

Como descrito, o desempenho do sistema passará por diversas fases, das quais, para pequenos comprimentos terá um comportamento essencialmente IM, logo bom desempenho. Seguidamente, para distâncias de passagem entre a propagação pura IM e a propagação DST, teremos uma fase que é intermédia que poderá resultar em grandes penalidades no sistema se o equalizador for um filtro passa-baixo simples. Para distâncias mais elevadas, o sistema comportar-se-á como um diferenciador que pode normalmente ser compensado por um filtro passa-baixo com largura de banda próxima do valor obtido pela equação (4.11). Para distâncias muito elevadas, a largura de banda, mesmo após compensação, será já muito reduzida e a distorção do sinal tenderá a ser elevada. A este efeito, adiciona-se a conversão de ruído de fase em ruído de amplitude.

Na Figura 5 apresentam-se os resultados da penalidade de potência de uma sistema DST de 20Gbit/s simulado, para o qual foi optimizado o filtro equalizador do tipo passa-baixo, e medida a penalidade de potência no receptor em relação à situação *back-to-back* para uma taxa de erros (BER) de  $10^{-12}$ .

Podem observar-se as quatro regiões que foram previstas durante a análise da Figura 4: baixa penalidade, até cerca de 12km; penalidade acrescida, de 12km a 18km; baixa penalidade com crescimento lento, de 18 a cerca de 65km; crescimento rápido da penalidade do sistema para distâncias superiores a esse valor.

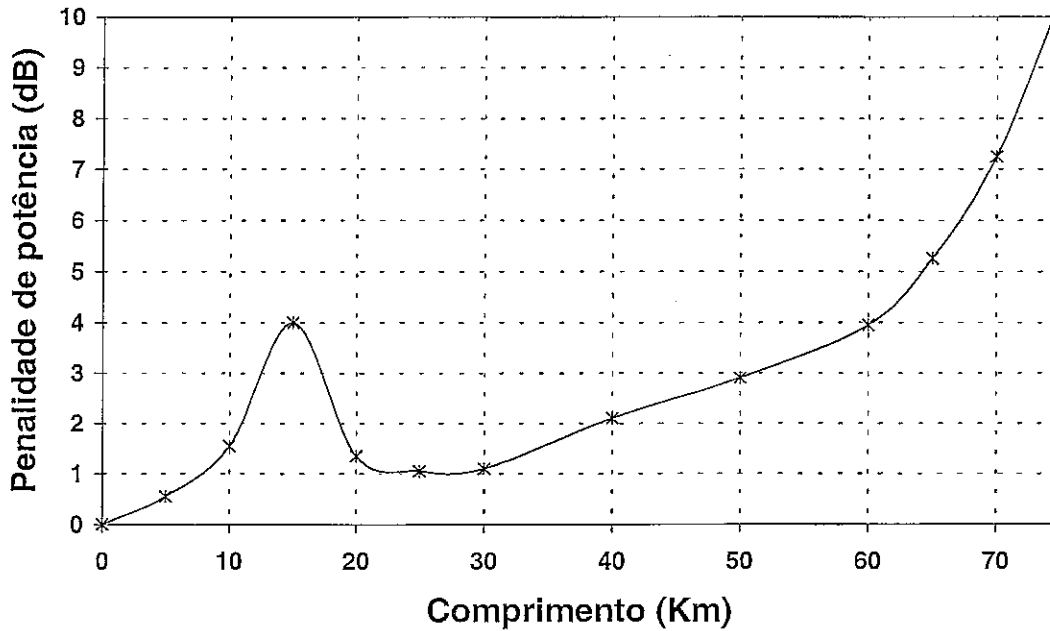


Figura 5- Curva da penalidade de potência relativamente à situação de back-to-back, para uma taxa de erros de  $10^{-12}$  de um sistema de 20Gbit/s.

### 4.3. Modelização e Dedução dos Parâmetros Aproximados do Laser a Partir de Medidas Experimentais

Como foi já referido na secção 3.3.3 e na secção 4.2.2, este laser pode ser modelado pelas equações de um laser maciço. No entanto, mesmo nestes lasers, o número de processos envolvidos é já elevado, o que torna todos os processos de algum modo dependentes.

#### 4.3.1. Modelo Teórico do Laser

Existem basicamente dois tipos de métodos para estudar um laser, um baseado na mecânica quântica e outro na mecânica clássica. Este último parte das equações de Maxwell, e simplifica o problema consideravelmente, no entanto não prevê a existência de ruídos provenientes da natureza aleatória da emissão espontânea, nem da natureza discreta dos portadores, pontos estes importantes. Contudo, estes ruídos podem ser tomados em conta numa fase mais final da derivação, inserindo fontes de ruído nas

equações que governam o laser [28], sendo então tomados em conta nestas alguns fenómenos físicos [29][30]. Este tratamento é conhecido como semiclássico e é vulgarmente usado, sendo estes ruídos tomados em conta no modelo de simulação [21].

Assim, aplicando a teoria semiclássica a um laser monomodo, obtemos um sistema de três equações diferenciais não lineares, as equações de taxa, que definem a evolução da potência óptica no modo do laser, da fase e do número de portadores (ver secção 3.3.3). As equações de taxa, o ganho e a potência óptica de saída, podem ser encontradas na literatura e uma forma comum de os representar é [31][32][33]:

$$\frac{\partial N(t)}{\partial t} = \frac{I(t)}{qV_a} - g(t)S(t) - \frac{N(t)}{\tau_n} + f_n(t) \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial S(t)}{\partial t} = -\frac{S(t)}{\tau_p} + \Gamma g(t)S(t) - \frac{\beta_s \Gamma N(t)}{\tau_n} + f_s(t) \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\alpha_H}{2} \Gamma g_0 [N(t) - N_0] + f_\phi(t) \quad (4.15)$$

$$g(t) = g_0 \frac{N(t) - N_0}{1 + \epsilon S(t)} = v_s G_0 \frac{N(t) - N_0}{1 + \epsilon S(t)} = v_s \frac{\partial G}{\partial N} \frac{N(t) - N_0}{1 + \epsilon S(t)} \quad (4.16)$$

onde  $N(t)$  é a densidade de portadores na região activa,  $S(t)$  é a densidade de fotões,  $\phi(t)$  é a fase do campo óptico,  $g(t)$  é o ganho óptico,  $I(t)$  é a corrente de modulação do laser e  $P(t)$  é a potência à saída do laser, (4.17). Os restantes parâmetros estão definidos na Tabela 1.

$$P(t) = \frac{V\eta h\nu}{\Gamma\tau_p} S(t) \quad (4.17)$$

Nas equações (4.13) a (4.15),  $f_n(t)$ ,  $f_s(t)$  e  $f_\phi(t)$  são forças de Langevin que pretendem ponderar as flutuações provenientes da emissão espontânea e da natureza discreta na geração e recombinação de portadores, sendo portanto representativos destes ruídos. Se o tempo de correlação das fontes de ruído for muito inferior ao tempo de vida dos

portadores, então os processos estocásticos associados podem ser considerados processos de Markov. Este facto simplifica a situação, podendo-se assim assumir que as forças de Langevin são ruídos brancos com distribuições gaussianas [28][34] e médias nulas, cujas funções de autocorrelação podem ser encontradas em [28].

| <i>Parâmetro</i>                         | <i>Símbolo</i> | <i>Unidade</i>             |
|--|----------------|----------------------------|
| Velocidade da luz, 2.997926E8            | $c$            | m/s                        |
| Carga electrónica, 1.6021917E-19         | $q$            | C                          |
| Constante de Plank, 6.626196E-34         | $h$            | Js                         |
| Densidade de portadores na transparência | $N_0$          | $\text{m}^{-3}$            |
| Factor de confinamento                   | $\Gamma$       |                            |
| Volume da região activa                  | $V_a$          | $\text{m}^3$               |
| Ganho diferencial                        | $g_0$          | $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ |
| Factor de compressão de ganho            | $\varepsilon$  | $\text{m}^3$               |
| Factor de Emissão espontânea             | $\beta_s$      |                            |
| Tempo de vida dos fotões                 | $\tau_p$       | s                          |
| Tempo de vida dos portadores             | $\tau_n$       | s                          |
| Factor de alargamento de linha           | $\alpha_H$     |                            |
| Eficiência quântica                      | $\eta$         | W/A                        |
| Frequência óptica                        | $\nu$          | Hz                         |
| Constante de tempo dos parasitas         | $\tau_{RC}$    | s                          |

Tabela 1- Parâmetros e constantes do modelo do laser.

#### 4.3.2. Determinação dos Parâmetros Físicos do Laser com Base nos Parâmetros Experimentais Medidos

As medições experimentais efectuadas em conjunção com algumas metodologias de cálculo, resultaram nos valores apresentados na Tabela 2.

| <i>Parâmetro</i>                         | <i>Abr.</i>           | <i>Valor</i> | <i>Unid.</i> |
|--|-----------------------|--------------|--------------|
| Densidade de portadores na transparência | $N_o$                 | 1.7E+24      | $m^{-3}$     |
| Recombinação não radiativa               | $A$                   | 5E+7         | $m^{-3}$     |
| Recombinação Bi-molecular                | $B$                   | 2E-16        | $m^3 s^{-1}$ |
| Coeficiente de Auger                     | $C$                   | 1E-41        | $m^6 s^{-1}$ |
| Parasitas RC LASER                       | $RC$                  | 12.5E-12     | $s^{-1}$     |
| Derivada do ganho em ordem a N           | $\delta g / \delta N$ | 9.4E-20      | $m^2$        |
| Factor de confinamento                   | $\Gamma$              | 0.13         |              |
| Factor de compressão do ganho            | $\epsilon$            | 3.8E-23      | $m^3$        |
| Índice de grupo                          | $n$                   | 3.6          |              |
| Volume activo                            | $V_a$                 | 3.8E-17      | $m^3$        |
| Eficiência Quântica                      | $\eta$                | 5E-2         | W/A          |
| Factor de alargamento de linha           | $\alpha_H$            | 2.95         |              |
| Eficiência FM a 70mA                     | $E_{FM\ 70mA}$        | 190          | MHz/mA       |
| Frequência de corte a 70mA               | $f_c\ 70mA$           | 17.5         | GHz          |
| Corrente de limiar                       | $I_{th}$              | 5.8          | mA           |
| RIN em 20GHz a 70mA                      | $RIN_{20GHz}$         | -148         | dB/Hz        |
| Largura de linha a 70mA                  | $\Delta\nu$           | 4            | MHz          |

Tabela 2- Parâmetros extraídos no laboratório.

O factor de confinamento do ganho  $\Gamma$  e o volume da região activa podem ser calculados directamente da estrutura dos poços quânticos. Os parâmetros  $A$ ,  $B$  e  $C$  foram calculados a partir da modelização da estrutura e composição do laser, e com eles poderemos determinar  $\tau_n$ . Assim, partindo da relação [21]:

$$N_{th}^3 + \frac{B}{C} N_{th}^2 + \frac{A}{C} N_{th} - \frac{I_{th}}{qVc} = 0 \quad (4.18)$$



e tendo em conta os valores definidos na Tabela 2, calcula-se o valor de  $N_{th}=2.00E+24m^{-3}$  resolvendo uma equação de terceiro grau. Com este valor poderemos calcular  $\tau_n$ :

$$\tau_n = qV_a \frac{N_{th}}{I_{th}} = 2.10E-9s \quad (4.19)$$

A frequência de trabalho foi determinada pela análise dos espectros e é  $\nu=1.942E+14Hz$ , sendo o índice de refração de grupo determinado pelas características do dispositivo e tem o valor de  $n=3.6$ . O ganho diferencial pode também ser calculado com base nos dados apresentados:

$$g_0 = \frac{c}{n} \delta g / \delta N = 7.83E-12m^3s^{-1} \quad (4.20)$$

Com base nos valores obtidos anteriormente, podemos ainda calcular o tempo de vida dos fótons:

$$\tau_p = \frac{1}{\Gamma g_0 (N_{th} - N_0)} = 3.25E-12s \quad (4.21)$$

O valor da eficiência FM é um valor que apenas nos pode ser útil para podermos confirmar os valores determinados:

$$E_{FM} = \frac{\alpha_H \Gamma \varepsilon}{4\pi q V_a \left( 1 + \frac{\varepsilon}{g_0 \tau_n} \right)} = 187GHz / A \quad (4.22)$$

O factor de emissão espontânea,  $\beta_s$ , pode ser determinado por dois métodos, fazendo estes uso da largura de linha ou da potência do ruído de intensidade relativo (RIN) a uma dada frequência,  $S_{RIN}$  [21]:

$$\beta_s = \frac{(1 + \alpha_H^2)}{\Delta \nu} \frac{\Gamma N_0}{4\pi\tau_n S_0} = 1E - 4 \quad (4.23)$$

$$\beta_s = \frac{S_p S_{RIN}(\omega) \tau_n}{\Gamma N_p (\omega^2 - \gamma_n^2)} \quad (4.24)$$

$$\frac{(\omega_r^2 - \omega^2) + (2\gamma_r \omega)^2}{}$$

$\omega_r$  e  $\gamma_r$  são respectivamente a frequência e a taxa de decaimento das oscilações de relaxação, sendo  $\gamma_n$  a taxa de decaimento para pequenos sinais das populações de portadores. A segunda expressão, (4.24), é um pouco mais complexa pois depende de alguns parâmetros que se apresentam nas equações seguintes:

$$Q_n = \frac{g_0 S_0}{1 + \varepsilon S_0} \quad (4.25)$$

$$Q_p = \frac{\Gamma g_0 (N_0 - N_p)}{1 + \varepsilon S_0} \quad (4.26)$$

$$\gamma_n = \frac{1}{\tau_n} + Q_n \quad (4.27)$$

$$\gamma_p = \frac{1}{\tau_p} + Q_p \quad (4.28)$$

$$\gamma_r = \frac{1}{2}(\gamma_n + \gamma_p) \cong \frac{1}{2} \frac{g_0 S_0}{1 + \varepsilon S_0} \left( 1 + \frac{\varepsilon}{\tau_p g_0} \right) + \frac{1}{\tau_n} \quad (4.29)$$

$$\omega_r^2 = \omega_{rr}^2 + \gamma_r^2 \cong \frac{g_0 S_0}{\tau_p (1 + \varepsilon S_0)} \left( 1 + \frac{\varepsilon}{\tau_n g_0} \right) \quad (4.30)$$

$$\omega_{rr} = \sqrt{Q_p \left( Q_n + \frac{\beta}{\tau_n} \right) - \frac{1}{4} (\gamma_n - \gamma_p)^2} \quad (4.31)$$

As aproximações apresentadas são válidas para o caso em que a emissão espontânea seja desprezável [21].

### 4.3.3. Resposta IM, FM e do RIN do Laser

Para finalizarmos a descrição do modelo e podermos comparar os resultados deste com os resultados obtidos experimentalmente, necessitamos da resposta em amplitude (IM), em frequência (FM) e do RIN para pequenos sinais. Para considerarmos só a resposta para pequenos sinais, teremos que dividir os parâmetros  $S_p$ ,  $N_p$ ,  $P$  e  $I$  (corrente de modulação do laser) em duas partes, uma a parte constante, a componente média,  $S_0$ ,  $N_0$ ,  $P_0$ ,  $I_0$  e a componente relativa de pequeno sinal,  $s_p(t)$ ,  $n_p(t)$ ,  $p(t)$  e  $i(t)$ .

A resposta IM do laser é definida como a relação entre a potência óptica de saída e a corrente de injeção quando esta tem uma forma sinusoidal, sendo dada por:

$$H_{IM}(\omega) = \frac{\tilde{p}(\omega)}{\tilde{i}(\omega)} = \frac{\eta h \nu}{\tau_p} \frac{k_0}{(A_0 - \omega^2) + j\omega A_1} \quad (4.32)$$

Nesta equação, (4.32),  $\tilde{p}(\omega)$  e  $\tilde{i}(\omega)$  são as transformadas de Fourier da potência óptica do sinal de saída e da corrente de injeção do laser. Os parâmetros não definidos são:

$$k_0 = \frac{1}{q} \left( Q_n + \frac{\beta_s}{\tau_n} \right) \quad (4.33)$$

$$A_0 = \frac{1}{\tau_p} \left( \frac{1}{\tau_n} + Q_n \right) - (1 - \beta_s) \frac{Q_p}{\tau_n} \quad (4.34)$$

$$A_1 = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_p} + Q_n - Q_p \quad (4.35)$$

A resposta de pequeno sinal FM,  $H_{FM}(\omega)$ , relaciona a variação de frequência do sinal,  $\partial \nu$ , com a corrente de injeção do laser. Para determinar esta função note-se que:

$$\partial \nu(t) = \frac{\alpha \Gamma}{4\pi V_a} g_0 n_p(t) \quad (4.36)$$

$$H_{FM} = \frac{\partial \tilde{v}(\omega)}{\tilde{i}(\omega)} = \frac{\alpha \Gamma}{4\pi V_a} g_0 \frac{\frac{1}{\tau_p} - Q_p + j\omega}{(A_0 - \omega^2) + j\omega A_1} \quad (4.37)$$

Para a determinação da curva de ruído, assume-se que a sua componente espontânea é dominante, obtendo desta maneira a densidade espectral de potência (SPD-*Spectral Power Density*) do RIN [27][28]:

$$S_{RIN}(\omega) = \frac{2\Gamma R_{sp}}{S_0 V_a} \frac{\omega^2 + \gamma_n^2}{(\omega_r^2 - \omega^2) + (2\gamma_r \omega)^2} \quad (4.38)$$

$$R_{sp} = \frac{V_a N_0 \beta_s}{\tau_n} \quad (4.39)$$

Neste tipo de sistemas, teremos que se considerar também o ruído de fase. Este ruído advém: da alteração da fase do campo numa quantidade aleatória, causada pela emissão espontânea de cada fotão; e das flutuações na população de portadores que alteram o índice de refração da região activa do laser, resultando em alterações na fase ou frequência do campo.

Assumindo uma vez mais que o ruído de emissão espontânea é dominante, obtém-se para a SPD do ruído de fase [21][28]:

$$S_\phi(\omega) = \frac{\Gamma R_{sp}}{2V_a S_0} \left[ 1 + \frac{B_1^2}{(\omega_r^2 - \omega^2) + (2\gamma_r \omega)^2} \right] \quad (4.40)$$

O factor  $B_1$  pode ser determinado exactamente por  $\alpha_H g_0 Q_p S_0$  ou aproximadamente por  $\alpha_H \omega_r^2$ .

#### 4.3.4. Comparação das Respostas do Modelo Teórico com as Respostas Medidas Experimentalmente

Partindo dos modelos para os diversos tipos de resposta do laser e das formulas dos parâmetros deduzidos correspondentes ao laser, poderemos indagar sobre a qualidade do modelo. Os parâmetros do modelo calculados na secção anterior estão resumidos e apresentados na Tabela 3.

| <i>Parâmetro</i>                 | <i>Valor</i> | <i>Unidade</i>            |
|----------------------------------|--------------|---------------------------|
| $g_o$                            | 7.83E-12     | $\text{m}^3\text{s}^{-1}$ |
| $N_o$                            | 1.70E+24     | $\text{m}^{-3}$           |
| $\tau_n$                         | 2.1E-9       | s                         |
| $\tau_p$                         | 3.20E-12     | s                         |
| $\Gamma$                         | 0.13         |                           |
| $\varepsilon$                    | 3.80E-23     | $\text{m}^3$              |
| $\beta_s$                        | 1.0E-4       |                           |
| $V_a$                            | 3.8E-17      | $\text{m}^3$              |
| $\eta$                           | 5E-2         | W/A                       |
| $\alpha_H$                       | 2.95         |                           |
| $E_{FM}$                         | 190          | MHz/mA                    |
| $\Delta\nu$                      | 4            | MHz                       |
| <i>Largura de Banda</i>          | 17.5         | GHz                       |
| $RIN@20\text{GHz}_{70\text{mA}}$ | -148         | dB/Hz                     |

Tabela 3- Resumo dos parâmetros do dispositivo caracterizado.

Foram medidas a função de transferência em amplitude (IM) do laser em causa, a função de transferência do conjunto laser mais um troço de fibra de 50.4km, para várias correntes de polarização do laser, e finalmente as curvas de RIN para várias correntes. Estes gráficos são comparados na Figura 6.

As funções de transferência IM correspondentes ao modelo teórico e ao laser são inicialmente apresentadas na Figura 6.

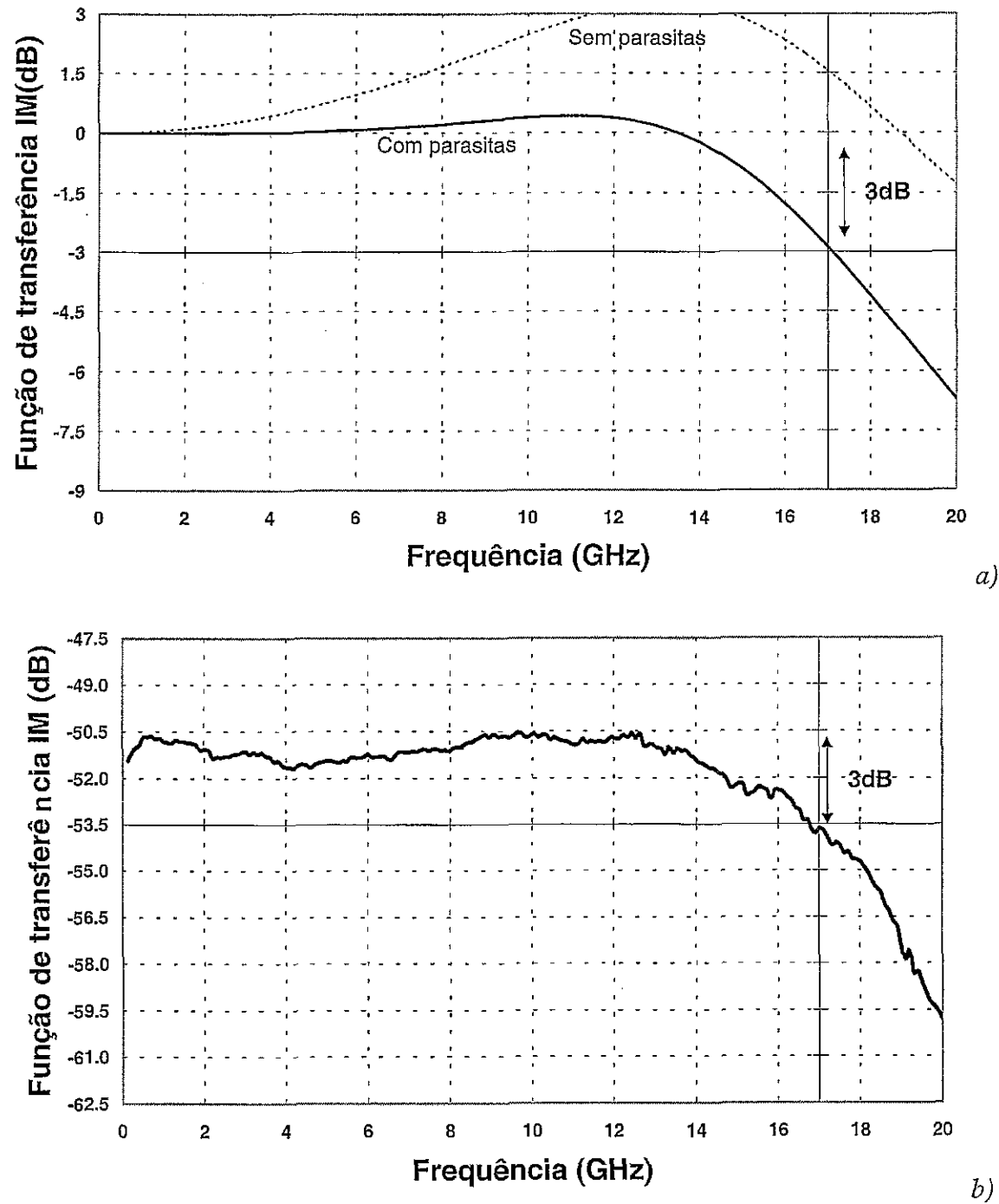


Figura 6- Função de transferência IM do laser correspondentes a: a) modelo teórico, b) resultados experimentais. O passo da escala é igual nos dois casos (1.5dB/div).

As curvas são bastante semelhantes, o que pode provar que o modelo teórico utilizado é aceitável em termos de função de transferência IM. A resposta do laser sem os efeitos parasíticos é também apresentada na Figura 6 a) para mostrar os efeitos que estes têm na resposta do laser.

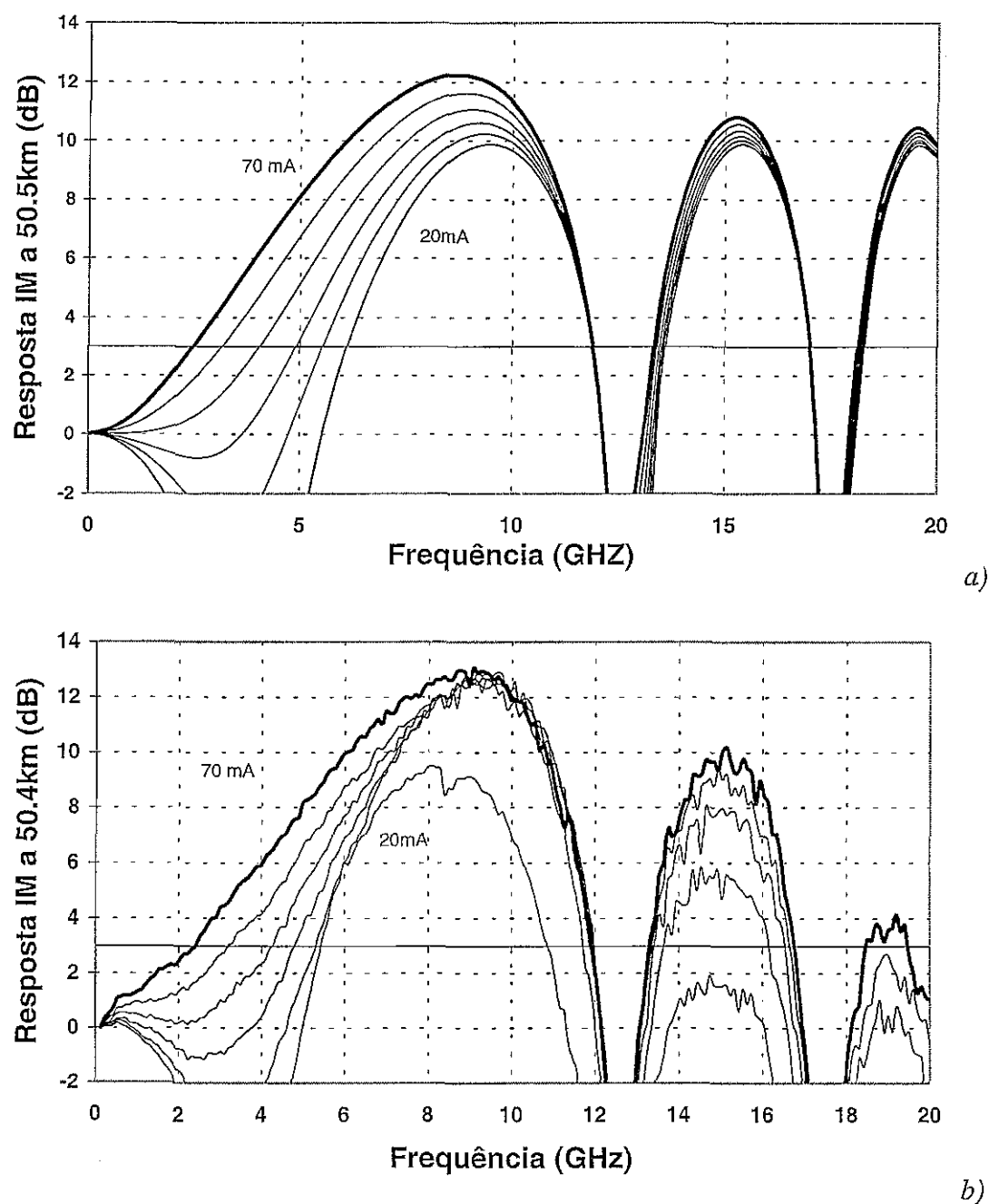


Figura 7- Função de transferência IM do conjunto laser mais um troço de fibra de 50.4km correspondentes a: a) modelo teórico, b) medições experimentais. O laser é polarizado com diversas correntes, de 20mA a 70mA com passo de 10mA.

Foram também fornecidas medições da função de transferência IM, (4.3), para diversas correntes de polarização do laser e para uma distância de 50.4km. Assim na Figura 7 apresenta-se a comparação destes resultados (teóricos e experimentais).

Pode-se observar que há uma concordância ainda aceitável especialmente para a corrente de 70mA, valor tipicamente utilizado na polarização do laser para sistemas do tipo DST.

Na Figura 8 comparam-se os resultados experimentais do RIN à saída do laser, com o respectivo modelo teórico para alguns valores da corrente de polarização.

Como se pode observar, o modelo é bastante fiel na representação do fenómeno. Contudo, nota-se uma ligeira discrepância entre os valores experimentais e os do modelo, sendo os resultados respeitantes ao modelo ligeiramente mais pessimistas. No entanto, quanto maior é a corrente de polarização melhor é a concordância entre os resultados experimentais e os do modelo teórico. Uma vez que os parâmetros do laser foram deduzidos para 70mA, os resultados tendem a ter maior coincidência com a aproximação da corrente de polarização a este valor. Como se pode reparar na Figura 8 o RIN para o caso de 70mA demonstra grande concordância.



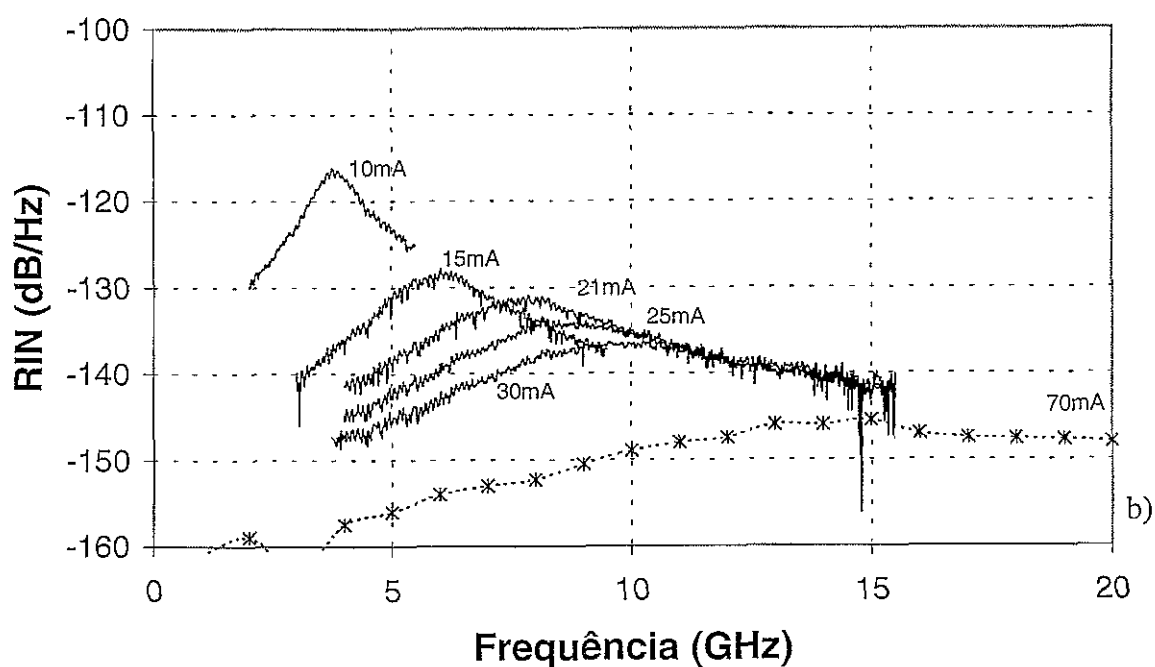
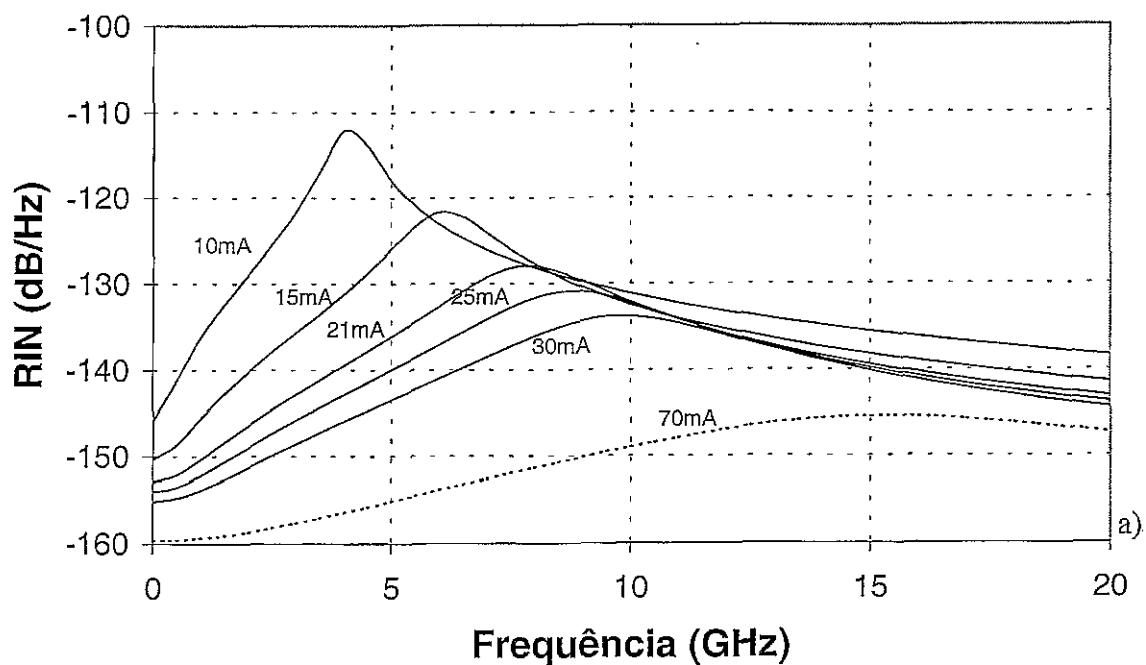
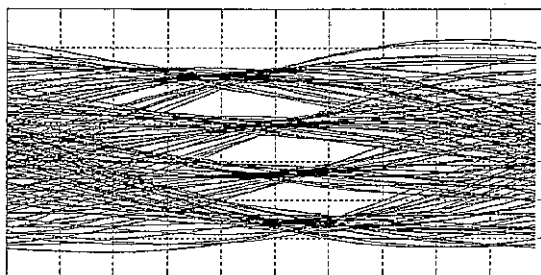
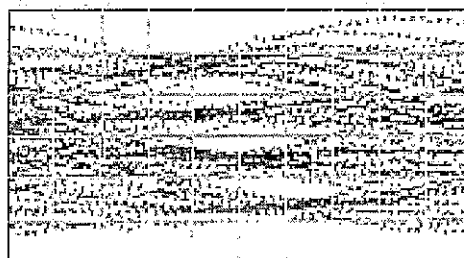


Figura 8- RIN à saída do laser correspondente a: a) modelo teórico, b) resultados experimentais, ambos para várias correntes de polarização do laser (10mA, 15mA, 21mA, 25mA, 30mA e 70mA). Os resultados experimentais disponíveis relativos a 70mA são apenas alguns pontos medidos de 1GHz em 1GHz.

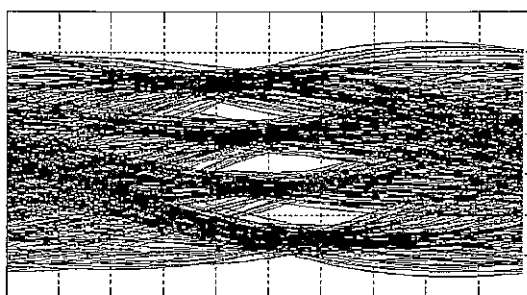
Um outro conjunto de simulações efectuadas para testar a validade dos modelos teóricos foi a simulação de um sistema de 40Gbit/s a 4 níveis que será apresentado na secção 4.5.2. Este sistema consiste na transmissão de um sinal de 4 níveis (20Gbaud) numa fibra de 46.2km. Todos os modelos teóricos dos dispositivos foram ajustados para a melhor adaptação entre os resultados simulados e os resultados experimentais.



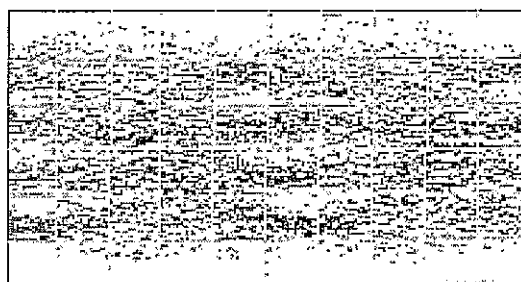
a) Simulações sem ruído de qualquer origem



b) Medições experimentais com o ruído anulado



c) Simulação do caso real



d) Resultado experimental

Figura 9- Comparação dos resultados obtidos pelo simulador e experimentalmente para os casos em que não há ruído a), b) e para os casos com ruído c), d).

Como se pode ver da Figura 9, há uma boa concordância dos resultados da simulação com os experimentais, o que vem comprovar todo o processo de modelização para os componentes, especialmente para os principais componentes deste tipo de sistema: o laser, a fibra e o equalizador.

#### 4.4. Propriedades do Método DST

A determinação dos inúmeros parâmetros controláveis neste tipo de sistemas deve ter em consideração os fenómenos que ocorrem na fibra e no laser.

#### 4.4.1. Corrente de Polarização do Laser

A corrente de polarização do laser é um factor determinante no funcionamento do sistema.

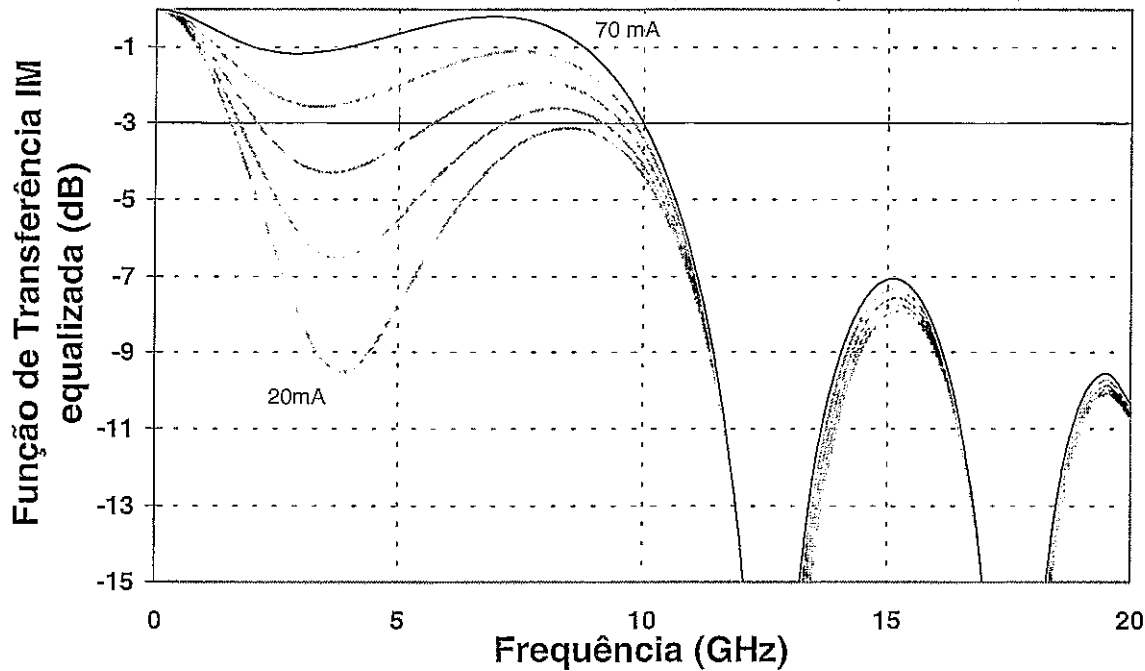


Figura 10- Função de transferência IM do conjunto laser mais fibra, equalizada com um filtro passa-baixo para diversas correntes de polarização do laser ( $I_p=20\text{mA}$ ,  $30\text{mA}$ ,  $40\text{mA}$ ,  $50\text{mA}$ ,  $60\text{mA}$  e  $70\text{mA}$ ,  $L=50.4\text{Km}$  e  $f_{c_{eq}}=1.96\text{GHz}$ ).

O caso apresentado na Figura 10 ilustra o que foi referido. A polarização do laser com baixas correntes, para a distância considerada, gera uma depressão acentuada para as baixas frequências, de resto semelhante ao que aparece na região de transição do regime IM para o regime DST, que é responsável pela degradação do desempenho do sistema. Esta degradação deve-se à inadaptação dos filtros passa-baixo normais para equalizar este tipo de resposta. O aumento da corrente, provoca uma linearização da resposta na banda passante, o que levaria a concluir que o incremento na corrente de polarização seria um bom passo para a melhoria do sistema. No entanto, para valores da corrente de polarização maiores que  $75\text{mA}$ , a supressão dos modos laterais do laser torna-se inferior

a 30dB, o que faz com que este factor se torne dominante em termos de degradação do desempenho do sistema. Assim, o dimensionamento deste parâmetro tem que resultar de um conveniente acordo entre estes dois factores: degradação da banda passante; modos laterais do laser.

#### 4.4.2. Determinação da Corrente de Pico-a-Pico

Para a determinação da corrente de pequeno sinal que irá modular o laser com a sequência pretendida, teremos que estabelecer novos critérios. Este parâmetro, no entanto, é um pouco mais complexo de analisar devido aos inúmeros fenómenos que ocorrem e suas interações, mas podemos definir aqui de uma forma simplista um critério que estabelece uma primeira aproximação para este parâmetro. Numa perspectiva de propagação linear, os impulsos correspondentes aos “1” ’s e aos “0” ’s modulados pelo laser, devem sobrepor-se de uma certa quantidade no receptor ( $\rho_r$ ), para que haja o efeito de DST (ver Figura 2). Se o atraso no receptor,  $\Delta\tau = \Delta\lambda DL$ , for uma percentagem  $\rho_r$  do período do bit ( $B$ ),  $\Delta\tau = \rho_r/B$ , então o desvio de frequência entre os dois símbolos que provoca um atraso de magnitude  $\Delta\tau$ , pode ser determinado por:

$$\Delta f = \rho_r \frac{c}{BDL\lambda^2} \quad (4.41)$$

Com este elemento, poderemos obter o desvio de frequência necessário para num caso ideal termos a máxima sobreposição entre os símbolos. Através da relação aproximada da eficiência FM com a corrente de pico,  $E_{FM} = \Delta f/I_{pp}$ , poderemos determinar uma primeira aproximação para  $I_{pp}$  (corrente de modulação pico-a-pico).

No entanto, este valor será apenas um ponto de partida, pois as diversas características de cada sistema em particular determinam a sobreposição que maximiza o desempenho do sistema, assim como os limites de corrente a que o laser pode ser submetido sem causar problemas.

Contudo, pode concluir-se que a corrente tende a diminuir com o aumento do comprimento da ligação, devido ao aumento da eficiência do processo de conversão de FM-IM que cresce directamente com a distância.

#### 4.4.3. Filtros do Receptor

Do ponto de vista do transmissor estão estabelecidos critérios para os valores iniciais dos dois parâmetros mais importantes: a corrente de polarização ( $I_o$ ) e a variação da corrente de modulação ( $I_{pp}$ ), para o caso em que não se considera a pré-equalização no emissor. Considerando o troço de fibra como um factor pré-determinado, uma vez implementado, apenas resta a optimização do receptor.

No receptor, temos um PIN que deve ter uma largura de banda não muito grande de modo a limitar a potência de ruído de entrada e dos harmónicos do sinal, obtidos pelo efeito quadrador que este dispositivo apresenta (da ordem da largura de banda, tipicamente). Seguidamente aparece o filtro equalizador, que numa primeira aproximação poderá ter a frequência de corte dada pela equação (4.11).

Contudo, se analisarmos as ocorrências do ponto de 3dB na função de transferência do conjunto laser mais fibra, e as traçarmos em conjunto com os valores de frequência dados pela (4.11) podemos observar uma ligeira discrepância (Figura 11). Essa discrepância é devida às aproximações utilizadas para obter a equação (4.11).

Mesmo considerando o pequeno desvio observado na Figura 11, este valor é um bom ponto de partida para uma optimização da frequência de corte do equalizador do tipo passa-baixo.

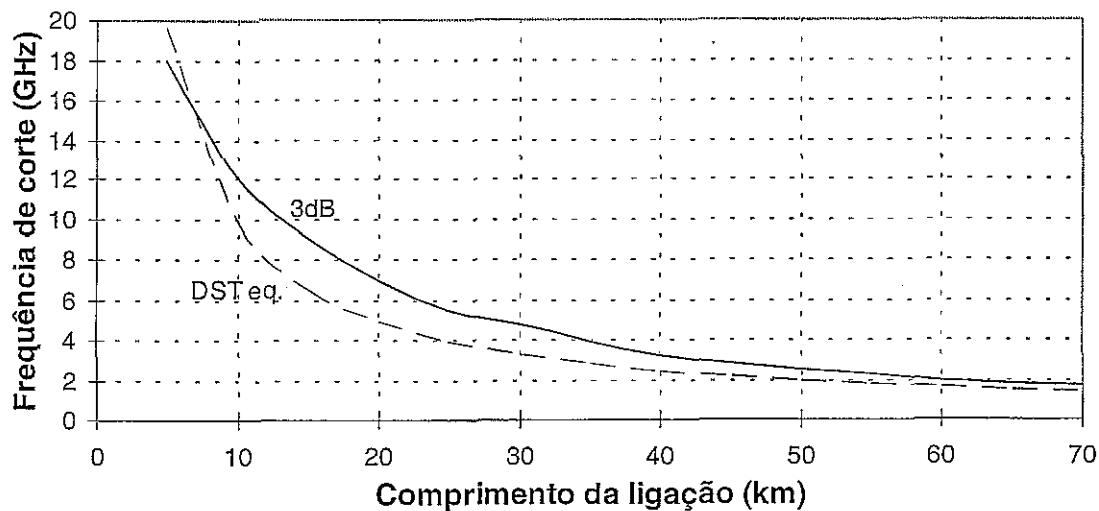


Figura 11- Frequência de ocorrência do ponto de 3dB na função de transferência IM do conjunto laser mais fibra (curva 3dB) e largura de banda determinada pela equação (4.11) (curva DST eq.) com a variação do comprimento da fibra.

#### 4.4.4. Comprimento Máximo da Ligação

Um outro factor importante neste tipo de sistemas está relacionado com o máximo produto *largura de banda*  $\times$  *comprimento*, que pode ser atingido por determinada configuração. Se observarmos como exemplo a Figura 7, poderemos ver que o sistema exibe uma primeira depressão acentuada por volta dos 12GHz para  $I_0=70\text{mA}$ , e seguidamente outras depressões ocorrendo a frequências mais elevadas. Esta primeira depressão de frequência a ocorrer a  $F_d$ , é um dos factores que podem ser limitativos deste tipo de propagação, dado que na generalidade dos casos cai ainda dentro da banda do sinal. Na Figura 12 representa-se a variação da  $F_d$  com a distância, e em simultâneo a largura de banda do sinal FSK modulado ( $LB$ ) e algumas percentagens deste valor. Os valores representados de  $F_d$  apenas pertencem à zona de transmissão típica DST, ou seja, para comprimentos de ligação onde a função de transferência é já tipicamente passa-alto ( $>25\text{km}$  para 20Gbaud).

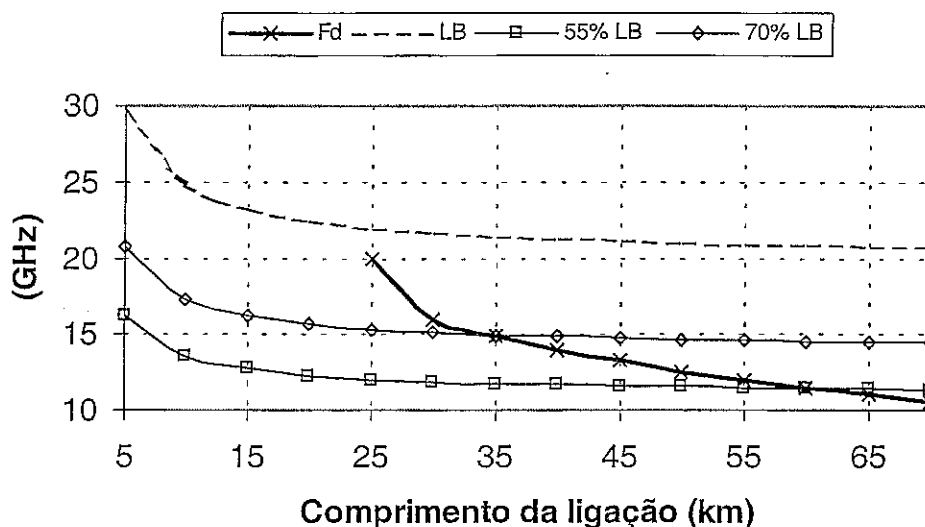


Figura 12- Variação da frequência de ocorrência da depressão na curva da função de transferência IM do conjunto laser mais fibra ( $F_d$ ), da largura de banda passa-baixo aproximada do sinal FSK modulado a 20Gbaud (LB), de 55% e 70% de LB, com a variação do comprimento da ligação.

Podemos concluir, da análise da curva, que o aumento do comprimento de ligação causa uma diminuição da frequência de ocorrência da primeira depressão da função de transferência IM do laser + fibra,  $F_d$ . Assim, se o sinal FSK tiver uma largura de banda passa-baixo  $LB$  ( $LB \approx B + \Delta f$ ,  $2\Delta f$ - desvio de frequência entre o símbolo “1” e o símbolo “0”), tipicamente maior que a largura de banda do mesmo sinal modulado em amplitude ( $B$ ),  $F_d$  terá que conter uma parte importante de  $LB$  para que não haja distorção significativa do sinal FSK modulado. Deste modo, assumindo que o sinal FSK permite uma determinada percentagem de distorção de banda para ainda permitir uma recepção com qualidade, poderemos determinar uma aproximação para o comprimento máximo de ligação através da determinação da intercepção da curva de  $F_d$  com a da percentagem de  $LB$  (Figura 12). Os valores das mínimas larguras de banda para distorção aceitável foram obtidas por simulação do sistema completo, e foram para o caso binário aproximadamente 55% e 70% para o caso quaternário (curvas apresentadas na Figura 12).

O sinal quaternário é mais exigente em termos de distorção, devido ao número acrescido de níveis que apresenta, e consequente inferior tolerância.

No entanto, simulações provaram que este valor se altera com a potência do sinal devido ao efeito de diminuição da distância efectiva de propagação causado pelo efeito da não linearidade da fibra. Alguns trabalhos estudaram este fenómeno introduzindo modificações na função de transferência do sistema [34]. Estes trabalhos provaram que a não linearidade balanceia de algum modo o efeito de Kerr e como tal modifica as características da função de transferência, aumentando a magnitude da resposta e simultaneamente o valor da frequência de ocorrência desta depressão (para valores do factor de dispersão maiores que zero). É necessário notar que este efeito deve ser visto com relativo cuidado quando utilizado em sistemas com multiplexagem no comprimento de onda (WDM), pois o aumento de potência desenvolve outros fenómenos como modulação de fase cruzada (XPM-Cross Phase Modulation), mistura de quatro ondas (FWM-Four Wave Mixing) e outros.

Os resultados de simulação (Figura 13), demonstram o efeito da não linearidade no balanceamento do efeito de Kerr.

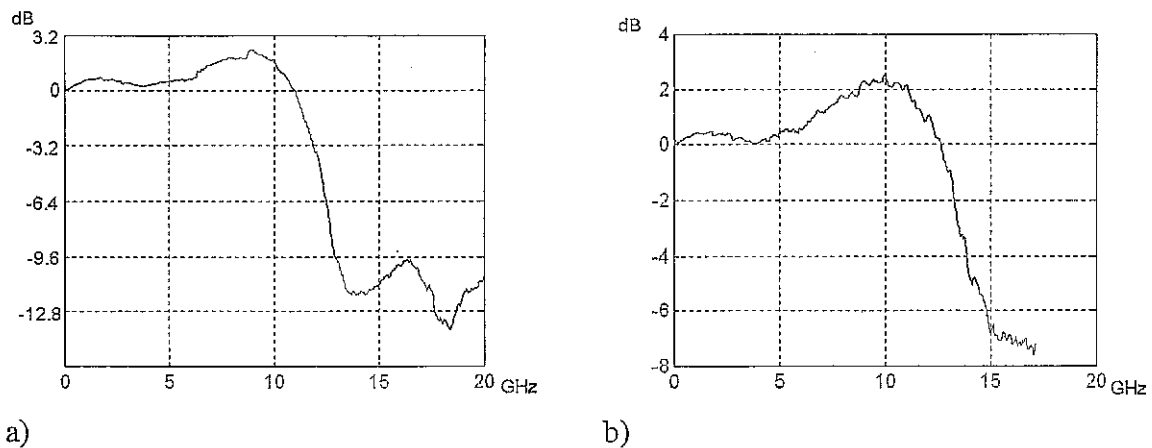


Figura 13- Resposta em frequência do sistema para as potências de a) 1mW e b) 40mW.

Este resultado foi obtido reajustando o filtro de recepção para que o pico da curva fosse idêntico nos dois casos. Pôde observar-se que a frequência de 3dB é aumentada de cerca de 2GHz pelo aumento de potência considerado.

Contudo, a observação das funções de transferência (Figura 13) denotam uma ligeira tendência para o passa-alto, especialmente para frequências acima de metade da banda



passante. Este facto sugere que se use um segundo filtro passa-baixo com uma largura de banda superior para compensar este efeito, e que demonstrou, em diversas simulações efectuadas, trazer benefícios para alguns casos. Este segundo filtro pode ser substituído por um fotodíodo com largura de banda da mesma ordem e assim melhoramos a reposta do sistema e reduzimos as exigências do fotodíodo, facto que pode ser economicamente proveitoso.

#### **4.5. Transmissão Binária a 20Gbit/s e Quaternária a 40Gbit/s Monocal**

Os modelos desenvolvidos nas secções anteriores serão em seguida utilizados para estudar dois tipos de sistemas: o primeiro caso refere-se a um sistema binário com ritmo de transmissão igual a 20Gbit/s; o segundo caso, refere-se a um sistema quaternário de 40Gbit/s.

##### **4.5.1. Transmissão Binária a 20Gbit/s**

O diagrama de blocos do sistema de 20Gbit/s é esquematizado sumariamente na Figura 14. Este sistema é constituído por um gerador de sequências que é também responsável pela formatação do sinal e polarização do laser. O sinal à saída deste bloco, tem uma componente contínua de  $I_0=70\text{mA}$  e a esta é adicionada a sequência de 20Gbit/s com amplitude  $I_{pp}$  (factor a otimizar mediante cada caso em particular). Este sinal, sob a forma de uma corrente de injeção, actua no laser por forma a gerar na saída um campo com amplitude e fase relacionados com a sequência em causa. Para que o sinal atinja o receptor com o nível de potência pretendidos, este passa por um amplificador de potência, propagando-se seguidamente por uma fibra SMF de comprimento  $L$ . Seguidamente, o sinal é detectado em potência pelo PIN e amplificado electricamente. Após este processo e já no domínio eléctrico, o sinal é equalizado por um filtro passa-baixo com dois pólos situados nas frequências  $B1$  e  $B2$ , de modo a efectuarem a equalização sugerida na secção 4.4.4. Finalmente, o sinal é enviado para os circuitos de extracção de relógio e decisão, sendo depois introduzido nos dispositivos de observação e caracterização do desempenho do sistema.

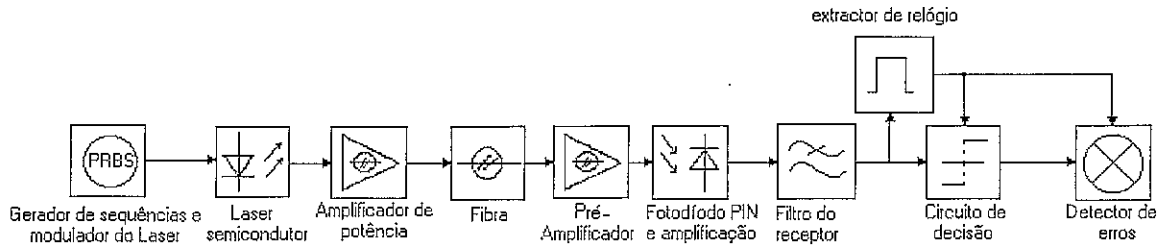


Figura 14- Diagrama de blocos do sistema binário.

Apresentam-se na Tabela 4 os parâmetros do troço de fibra considerado.

| Parâmetro                   |           | Valor    | Unidade         |
|-----------------------------|-----------|----------|-----------------|
| Dispersão de segunda ordem  | $\beta_2$ | 2.11E-26 | $s^2 m^{-1}$    |
| Dispersão de terceira ordem | $\beta_3$ | 1.39E-40 | $s^3 m^{-1}$    |
| Atenuação da fibra          | $\alpha$  | 0.21     | $dB km^{-1}$    |
| Coeficiente não linear      | $\gamma$  | 1.39E-3  | $W^{-1} m^{-1}$ |
| Comprimento                 | $L$       | até 70   | km              |

Tabela 4- Parâmetros da fibra escolhida.

Para a caracterização do desempenho deste sistema é usado o critério do factor de qualidade,  $Q$ , que utiliza os valores das médias e dos desvios padrão correspondentes aos diversos símbolos à saída do receptor ( $\mu_i, i=1,0$  e  $\sigma_i, i=1,0$  respectivamente) para determinar o valor de  $Q = |\mu_1 - \mu_0| / (\sigma_1 + \sigma_2)$  (referido na secção 3.6.3).

Os parâmetros obtidos pelos critérios apresentados na secção 4.4, nem sempre resultam no desempenho óptimo do sistema, no entanto podem ser considerados como uma boa aproximação inicial. Então, por um processo iterativo, onde reajustes sucessivos e dependentes são feitos nos diversos parâmetros do sistema, poderemos obter os seus valores óptimos relativamente ao critério utilizado. Na Tabela 5 apresentam-se resultados correspondentes a três valores do factor de emissão espontânea: um acima do valor previsto,  $\beta_s = 1.4E-4$  correspondente à coluna C1; outro com o valor  $\beta_s = 1.0E-4$  que melhor aproxima o laser real (coluna C2); a coluna C3, refere-se ao valor de  $\beta_s = 0.0$ ; finalmente apresenta-se uma coluna onde se mostra o valor de  $\beta_s$  que permite para essa distância ainda obter um valor de  $Q=6$ , valor denominado por  $\beta_{max}$ .

| $L$<br>(km) | $G$<br>(dB) | $B1$<br>(GHz) | $B2$<br>(GHz) | $I_{pp}$<br>(mA) | $C1$<br>$Q$ | $C2$<br>$Q$ | $C3$<br>$Q$ | $\beta_{max}$<br>1E-4 |
|-------------|-------------|---------------|---------------|------------------|-------------|-------------|-------------|-----------------------|
| 20          | 15.5        | 4.91          | 12.5          | 32               | 6.26        | 6.26        | 6.3         | >3                    |
| 25          | 15.5        | 3.92          | 11.5          | 30               | 6.58        | 6.80        | 6.57        | >3                    |
| 30          | 15.5        | 3.27          | 10.5          | 27               | 6.67        | 6.69        | 6.78        | >3                    |
| 35          | 15.5        | 2.8           | 8.5           | 18               | 6.55        | 6.684       | 6.88        | >3                    |
| 40          | 15.5        | 2.45          | 9.5           | 22               | 7.01        | 7.11        | 7.15        | >3                    |
| 45          | 15.5        | 2.18          | 10.0          | 17               | 7.50        | 7.62        | 7.96        | >3                    |
| 50          | 15.5        | 1.96          | 10.0          | 15               | 7.3         | 7.57        | 7.83        | >3                    |
| 55          | 15.5        | 1.98          | 20.0          | 12               | 7.07        | 7.42        | 8.34        | 2.6                   |
| 60          | 15.5        | 1.94          | 20.0          | 10               | 6.1         | 6.54        | 7.5         | 1.6                   |
| 65          | 15.5        | 1.90          | 20.0          | 10               | 4.43        | 4.64        | 5.02        | -                     |
| 70          | 15.5        | 1.45          | 20.0          | 6                | 3.06        | 3.29        | 3.8         | -                     |

Tabela 5- Parâmetros otimizados e valores de  $Q$  correspondentes a três casos: C1-  $\beta_s=1.5E-4$ , C2-  $\beta_s=1.0E-4$  e C3-  $\beta_s=0.0$ . É também apresentado o valor do  $\beta_{max}$

Os parâmetros envolvidos na optimização foram o ganho do amplificador ( $G$ ), a posição dos dois pólos do filtro equalizador ( $B1$  e  $B2$ ), a corrente de modulação ( $I_{pp}$ ), partindo de uma corrente de polarização previamente optimizada ( $I_0=70\text{mA}$ ). Os resultados correspondentes e optimizados do factor  $Q$  podem ser observados graficamente na Figura 15 para comprimentos de ligação superiores a 45km.

Juntamente com as curvas C1, C2, C3 é apresentada uma curva de referência, Ci, que pretende demonstrar o valor de  $Q$  obtido por inversão do BER. Assim, foi determinado o BER por simulação do sistema, e desse valor através da formulação de probabilidade de um sistema binário unipolar,  $P_{e,unipolar} = 0.5 \operatorname{erfc}(Q/\sqrt{2})$ , foi obtido o valor de  $Q$  e apresentado na curva Ci.

Como se pode ver pela comparação das curvas C2 e Ci correspondentes a este sistema, para valores de comprimento de ligação abaixo dos 55km, a diferença entre o valor de  $Q$  obtido a partir do BER e o valor de  $Q$  obtido directamente do sinal simulado começa a aumentar. Esse afastamento é ainda maior para distâncias mais curtas que as ilustradas na Figura 15 (valores apresentados na Tabela 5).

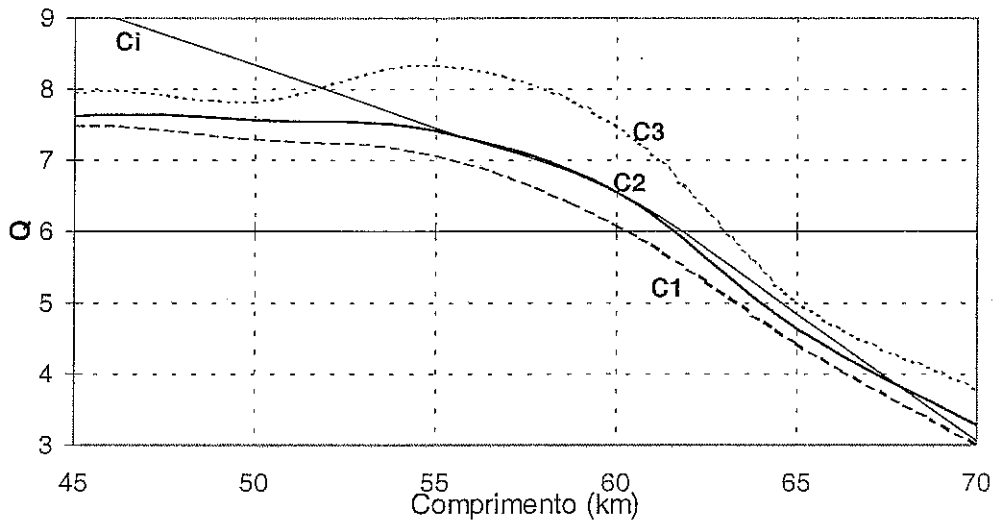


Figura 15- Variação de  $Q$  com o comprimento da ligação para várias situações: C1-  $\beta_s=1.5E-4$ , C2-  $\beta_s=1.0E-4$ , C3-  $\beta_s=0.0$  e Ci obtido por inversão do BER

A razão para o aparecimento desta disparidade prende-se com a aproximação que está subjacente à utilização do factor  $Q$ , que sendo gaussiana, se afasta estatística do sinal recebido para essas distâncias (abaixo dos 55km). Por forma a observarmos o efeito referido no sistema considerado, apresentam-se na Figura 16 os diagramas de olho e correspondente distribuição de amplitudes do sinal à entrada do circuito de decisão no instante de decisão óptimo, para duas situações distintas representativas das zonas referidas anteriormente: 25km (<55km) e 60km (>55km). Pode observar-se a existência de vários picos e portanto um afastamento da característica gaussiana na distribuição da Figura 16 c). Pelo contrário, no caso da Figura 16 d), nota-se um espalhamento das linhas que acompanha aproximadamente a característica gaussiana. Por esta razão, para esta gama de distâncias (>55km), a aproximação que é dada pelo factor  $Q$  já é mais aceitável e permite por essa razão, uma melhor aproximação entre as curvas apresentadas (Figura 15).

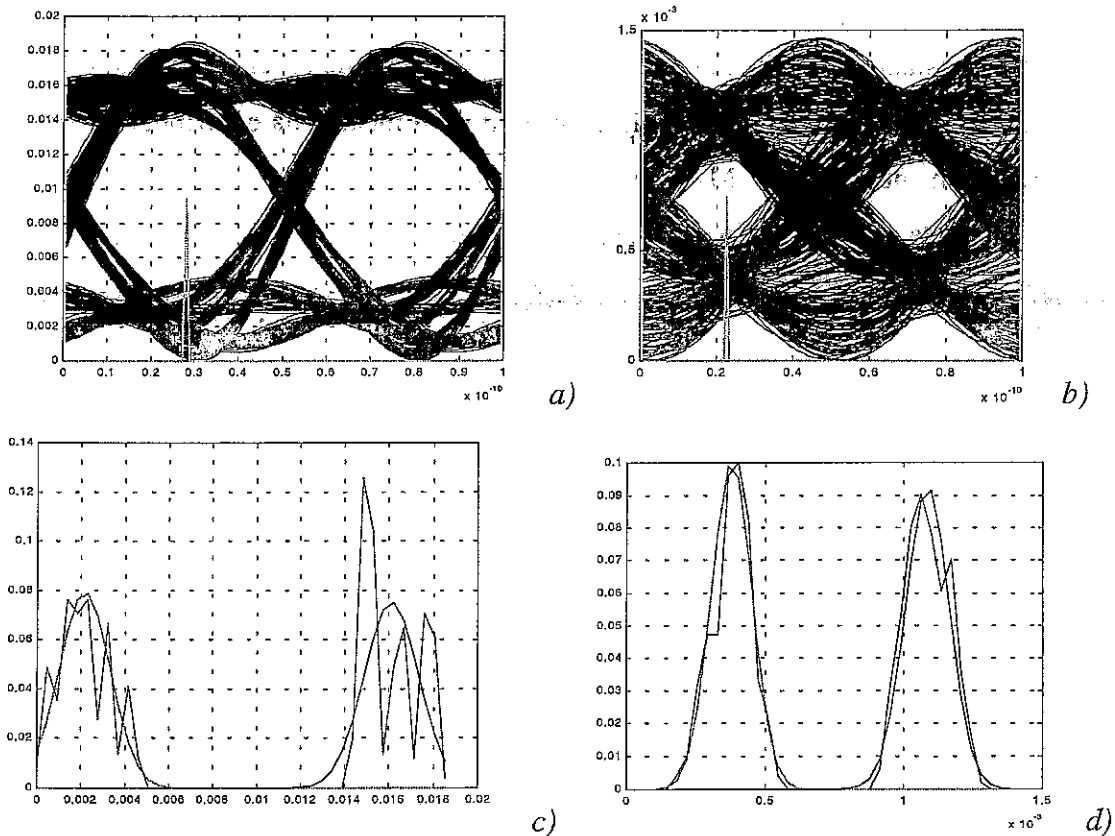


Figura 16- Diagramas de olho e estatística de amplitudes do sinal equalizado para os comprimentos de ligação a,c)25km e b,d)60km para o sistema considerado.

Uma característica importante dos sistemas binários deste tipo é o facto de estes serem bastante resistentes às variações no factor de emissão espontânea do laser, podendo ver-se na Figura 15 e na coluna correspondente a  $\beta_{max}$  da Tabela 5, que apenas para distâncias superiores a 50km a alteração do ruído provoca penalidade significativa no sistema, para a gama escolhida.

#### 4.5.2. Transmissão Quaternária a 40Gbit/s

O sinal digital binário é o código com o mínimo número de símbolos que ainda permite a transmissão de informação, mas ocupa maior largura de banda. No entanto, para a mesma relação sinal ruído (SNR-*Signal to Noise Ratio*), este requer menor potência que os restantes sinais com  $M$  ( $M > 2$ ) símbolos, apresentando por isto maior imunidade ruído.

Para um sistema com  $M$  níveis igualmente espaçados e igualmente prováveis, sujeitos a um ruído gaussiano de média nula e variância  $\sigma^2$ , avaliado no nível de decisão óptimo, os níveis extremos (em número de 2) vão contribuir com metade da contribuição dos níveis interiores (em número de  $M-2$ ) para a probabilidade de erro. Nesta situação, a probabilidade de erro média do sistema pode ser dada por [35]:

$$P_e = \frac{1}{M} \left[ \operatorname{erfc} \left( \frac{A}{2\sqrt{2}\sigma} \right) + (M-2) \operatorname{erfc} \left( \frac{A}{2\sqrt{2}\sigma} \right) \right] = \left( 1 - \frac{1}{M} \right) \operatorname{erfc} \left( \frac{A}{2\sqrt{2}\sigma} \right) \quad (4.42)$$

em que os níveis de decisão estão colocados em  $\pm kA$ , com  $k=0,1,\dots,(M-2)/2$ , e  $\operatorname{erfc}(\cdot)$  é a função de erro complementar [35].

No entanto, dependendo do tipo de codificação que se faz no emissor, teremos uma probabilidade de erro por bit que difere normalmente desta probabilidade de erro aqui determinada. A Figura 17 apresenta o diagrama de blocos do codificador quaternário considerado. Os sinais de 10Gbit/s provenientes de quatro fontes distintas, são pré-formatados por um filtro, que lhes dá uma forma com banda limitada (tipicamente passa-baixo ou coseno elevado). Estas sequências, duas a duas, vão ser multiplexadas no tempo pelo TDM (*Time-Domain-Multiplexer*) em sequências binárias de 20Gbit/s. Desta, uma é atenuada de 3dB e adicionada à outra sequência para gerar o sinal de 20Gbaud/s quaternário. Este sinal passa ainda por um bloco que lhe tira a componente contínua e outro que lhe normaliza a amplitude.

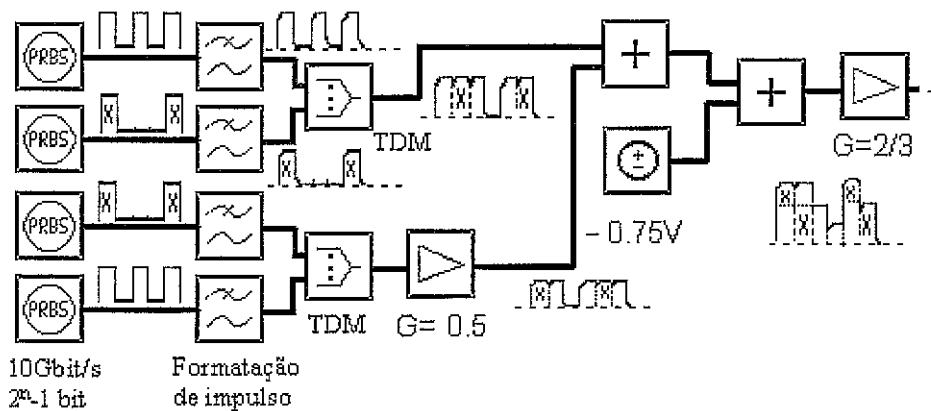


Figura 17- Diagrama de blocos do codificador quaternário e formas de onda em alguns dos pontos do sistema.

Para o sinal gerado por este codificador teremos à saída do equalizador, no receptor, um diagrama de olho semelhante ao apresentado na Figura 9. O sistema de descodificação correspondente, pode ser descrito pelo diagrama de blocos da Figura 18, onde se realiza um processo inverso do de codificação (Figura 17). O sinal detectado é normalizado sendo entregue a um primeiro elemento de decisão que discrimina a sequência codificada com maior amplitude. Esta por sua vez vai ser subtraída a uma cópia do sinal multinível detectado com vista a extrair a sequência que foi codificada com menor amplitude. Destas duas sequências, através de um TDDM ( *Time Domain DeMultiplexer*) obtemos as quatro sequências base codificadas.

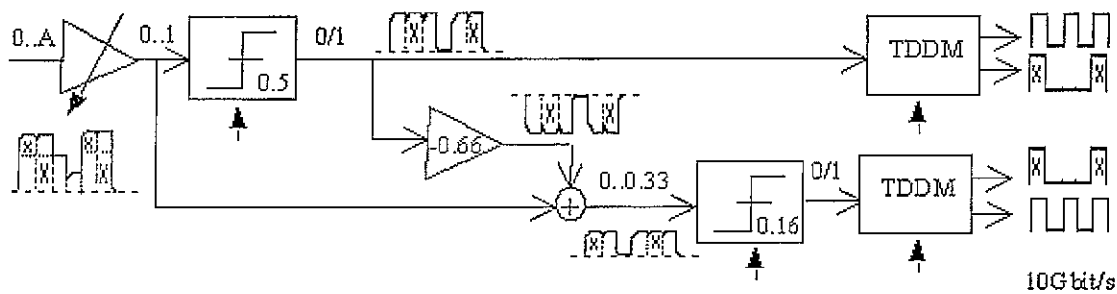


Figura 18- Diagrama de blocos do descodificador e desmultiplexador (TDDM) quaternário. As setas pequenas referem-se a pontos de entrada de relógio e as formas de onda correspondem às que podem ser observadas nos pontos onde se encontram.

Este descodificador permite que o sinal quaternário de 40Gbit/s, com amplitude arbitrária seja descodificado em quatro sequências binárias de 10Gbit/s.

Na recepção temos dois decisores onde podem surgir erros. No entanto, o efeito de um erro no primeiro elemento de decisão é diferente do efeito de um erro no segundo. Isto deve-se a um erro de decisão neste primeiro elemento, provoca com probabilidade 0.5 a ocorrência de um erro no segundo decisor. Contudo, um erro no segundo decisor apenas provoca um erro no canal de 10Gbit/s ao qual este instante de decisão corresponde. Deste modo, teremos probabilidades de erro diferentes para cada uma das sequências como se pode notar dos diagramas da Figura 19. O diagrama a) corresponde a um erro no primeiro elemento de decisão e apresenta um erro em duas sequências de saída, enquanto o diagrama b) corresponde a um erro no segundo elemento de decisão e resulta em apenas um erro numa das sequências de saída. Contudo, uma decisão errada no primeiro

elemento de decisão pode também apenas causar um único erro, dependendo da sequência codificada.

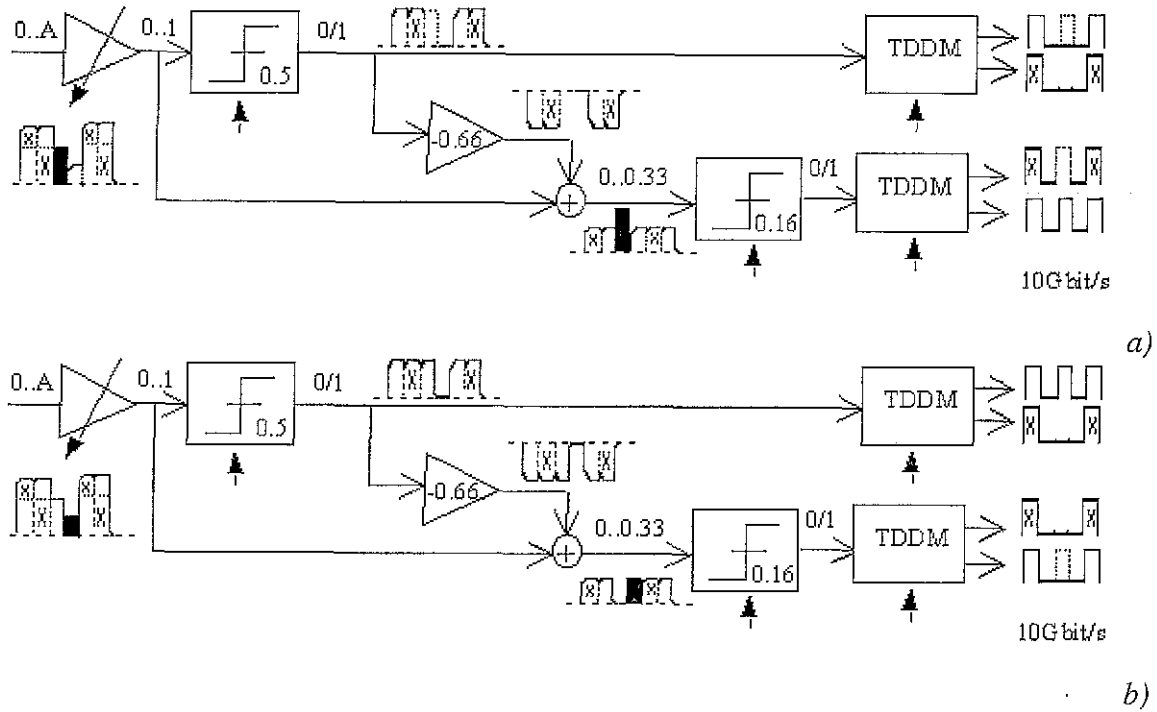


Figura 19- Diagrama de blocos do decodificador e desmultiplexador (TDDM) quaternário onde ocorre em a) um erro no elemento de decisão da esquerda, e b) um erro no elemento de decisão da direita. O símbolo que provoca a decisão errada está representado a preto e o bit errado a tracejado.

Para as sequências apenas dependentes do primeiro elemento de decisão :

$$P_{e1} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{A_1}{2\sqrt{2}\sigma} \right) \quad (4.43)$$

e para as sequências dependentes dos dois elementos encadeados:

$$P_{e2} = \frac{P_{e1}}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{A_2}{2\sqrt{2}\sigma} \right) \left( 1 - \frac{P_{e1}}{2} \right) \quad (4.44)$$



Neste caso,  $A_1$  é a distância entre níveis para o olho central (Figura 20 a)) e  $A_2=A_3$  será correspondente à distância entre níveis de qualquer dos olhos superior ou inferior, assumindo-os iguais.

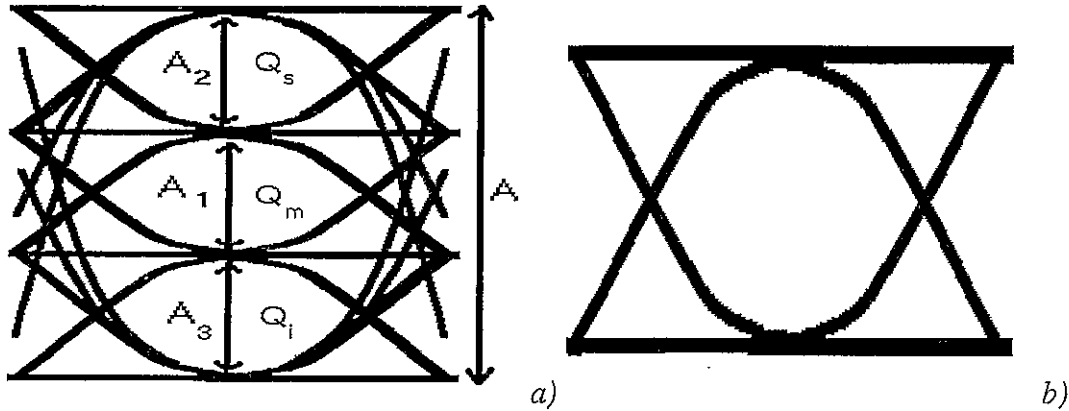


Figura 20- a) Diagrama de olho esquemático de um sinal quaternário.  $A_1$  representa a abertura do olho central,  $A_2$  e  $A_3$  a abertura do olho de baixo e de cima e  $Q_{s,m,i}$  são os valores de  $Q$  determinados para cada um dos olhos. b) Diagrama de olho de um sinal binário.

Assumir a abertura dos dois olhos  $A_2$  e  $A_3$  igual num sistema real, não é geralmente correcto, pois normalmente  $A_2$  e  $A_3$  não são necessariamente iguais. Por isto, torna-se difícil a determinação de um critério uniforme que caracterize este tipo de sistemas univocamente e com simplicidade. Para resolver o problema, optou-se pela determinação de um valor de  $Q$  mínimo,  $Q' = \min(Q_s, Q_m, Q_i)$ , onde  $Q_{s,m,i}$  é o factor de qualidade equivalente do olho superior, médio e inferior respectivamente obtidos a partir do valor de BER correspondente. O método da determinação do factor  $Q$  directamente do sinal recebido foi abandonado pois pretendíamos obter a caracterização do sistema para distâncias onde poderiam ocorrer níveis múltiplos, como referido na secção anterior (<50km) e por tal poderíamos perder precisão nos resultados.

O diagrama de blocos do sistema simulado coincide com o apresentado na Figura 14, para o sistema binário, onde apenas teremos que substituir o codificador binário de 20Gbit/s pelo codificador quaternário apresentado na Figura 17.

| $L$<br>(km) | $G$<br>(dB) | $B1$<br>(GHz) | $B2$<br>(GHz) | $I_{pp}$<br>(mA) | $Q'$ | $\beta_{max}$<br>$\times 10^{-4}$ |
|-------------|-------------|---------------|---------------|------------------|------|-----------------------------------|
| 20          | 15.5        | 4.91          | 10.5          | 25               | 9.48 | 2.2                               |
| 25          | 15.5        | 3.92          | 9.5           | 25               | 8.45 | 1.05                              |
| 30          | 15.5        | 3.2           | 9.0           | 18               | 8.5  | 0.6                               |
| 35          | 15.5        | 3.3           | 6.0           | 13               | 8.5  | 0.44                              |
| 40          | 15.5        | 3.3           | 6.0           | 8                | 10.1 | 0.24                              |
| 45          | 16.0        | 3.3           | 6.0           | 6                | 10.7 | 0.16                              |
| 50          | 15.5        | 3.3           | 6.0           | 5                | 7.89 | 0.04                              |
| 55          | 15.5        | 3.3           | 6.0           | 5                | 2.67 | -                                 |

Tabela 6- Parâmetros otimizados do sistema quaternário apresentado para as diferentes distâncias.

Os mesmos procedimentos de optimização seguidos para o caso da transmissão binária foram seguidos para todos os parâmetros controláveis do sistema, agora para o sistema quaternário, e tendo como objectivo a optimização do valor de  $Q'$ . O resumo desse esforço é apresentado na Tabela 6 e ilustrados na Figura 21.

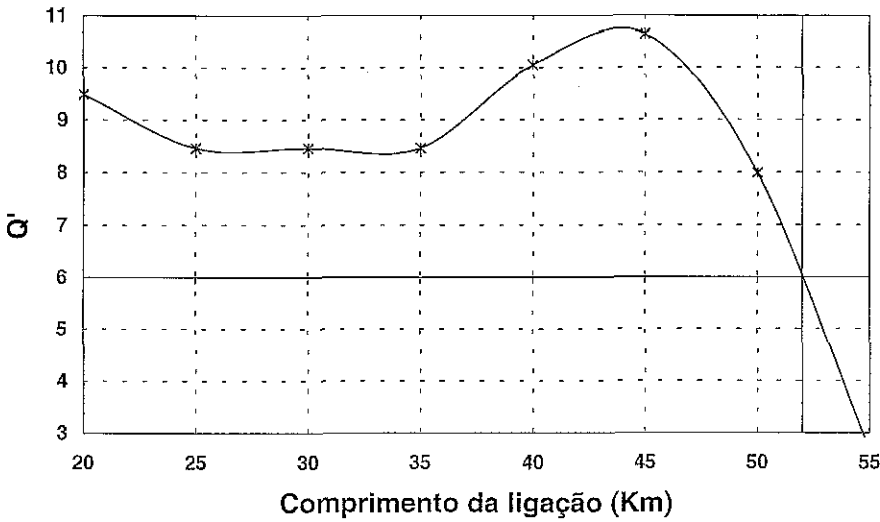


Figura 21- Variação do factor de qualidade modificado com a variação da distância para um factor de emissão espontânea nulo ( $\beta_s=0.0$ ).

O sistema quaternário degrada-se mais rapidamente com o aumento da distância, como era de esperar (ver Figura 20 onde se comparam os dois tipos de diagramas de olho correspondentes ao caso quaternário e binário). O desempenho do sistema quaternário

com  $\beta_s=0.0$  é aceitável (para o critério  $Q'=6$ ) até um comprimento de ligação de aproximadamente 52km, inferior à obtida para o caso do sistema binário com o mesmo ritmo de símbolos por segundo. Note-se que no sistema binário temos metade do ritmo de transmissão (bit/s).

É importante notar-se que o factor de emissão espontânea do laser tem grande influência neste tipo de sistemas quaternários. Este efeito foi observado nas simulações, e a sua forte dependência levou-nos a estudar o valor máximo do factor de emissão espontânea do laser que viabiliza uma dada ligação,  $\beta_{max}$ , tal como foi feito para o caso binário. Por exemplo, se o troço de fibra tiver 45km, será interessante definir um limite prático para o laser a adquirir de modo a que o sistema apresente ainda um desempenho aceitável,  $Q'=6$ .

Este parâmetro foi estudado e corresponde à coluna da direita da Tabela 6 e à Figura 22 a). Podemos transformar estes valores máximos de  $\beta_s$ ,  $\beta_{max}$ , nos valores de RIN do laser a 20GHz (ver equação (4.24)). A curva resultante apresenta-se na Figura 22 b).

Foi escolhida a potência do RIN a 20GHz, pois para a corrente a que estamos a polarizar o laser este valor corresponde aproximadamente ao valor do máximo RIN do laser (ver Figura 8), e como tal é uma característica relevante do laser.

Segundo este critério, seria então necessário um decréscimo de aproximadamente 8dB no RIN do laser em questão, ou equivalentemente um decréscimo no valor de  $\beta_s$  para  $1.6E-5$  para que o comportamento do sistema quaternário com comprimento de ligação de 46.2km pudesse ser aceitável.

Podemos então concluir que em sistemas quaternários, é importante escolher um laser com baixo valor de RIN, para além de outros factores, para que se possam alcançar distâncias comparáveis com as atingidas para o caso do sistema binário.

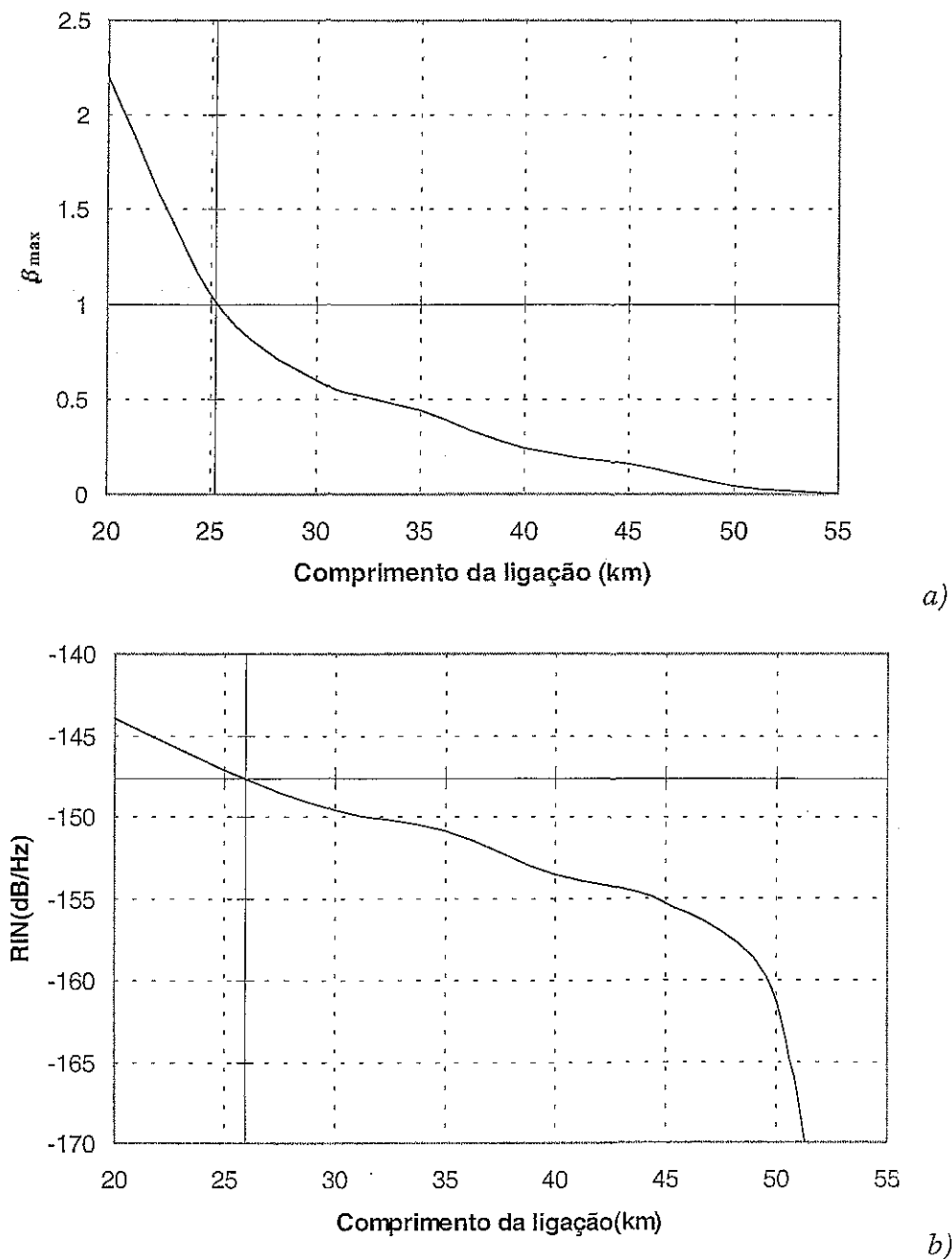


Figura 22- Variação do valor máximo de  $\beta_s$  em a) e do nível máximo de RIN a 20GHz com o comprimento da ligação do sistema quaternário, e para uma corrente de polarização do laser de  $I_0=70\text{mA}$ .

Na Figura 23 apresentam-se os diagrama de olho obtidos para uma ligação de 45km correspondentes a dois níveis de emissão espontânea:  $\beta_s=1.0\text{E-}4$  e  $1.6\text{E-}5$ . Pode notar-se a clara melhoria no desempenho do sistema com a diminuição do factor de emissão espontânea do laser, de acordo com os resultados da Figura 22.

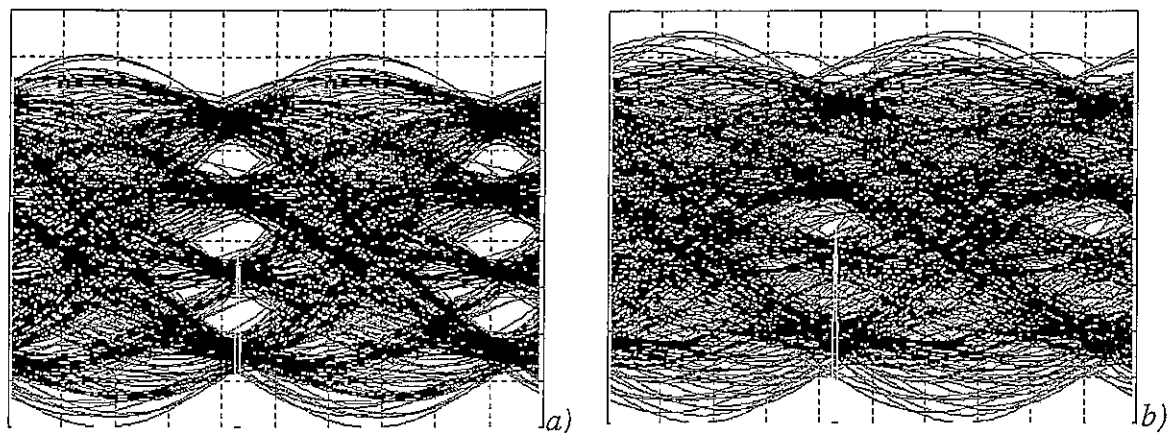


Figura 23- Diagramas de olho para dois níveis de ruído ( a)  $\beta_s=1.6E-5$ , b)  $\beta_s=1.0E-4$ ) do laser para um comprimento de ligação de 45km.

O ruído do laser demonstrou-se ainda importante na definição da corrente pico a pico que modula o laser. Optimizações efectuadas para diversos níveis de ruído demonstraram que o valor óptimo deste parâmetro decresce com a diminuição do ruído do laser.

Um outro factor que se mostrou importante neste sistema, foi a qualidade da equalização na banda passante, sendo a presença do segundo polo na frequência  $B2$ , sugestão do autor na secção 4.4.4, bastante importante para o desempenho do sistema. Como prova deste facto estão os valores de  $B2$  apresentados na Tabela 6, que são em todos bastante inferiores a 20GHz, o que demonstra a necessidade da sua presença.

Para este sistema, o efeito das não linearidades é também um factor determinante para o seu desempenho, como de resto já foi abordado na secção 4.4.4 e em [34].

Para melhorar o desempenho do sistema, a formatação do impulso de corrente que vai modular o laser pode ser um factor chave. Foram testados filtros com formas do tipo coseno elevado e gaussiano. As maiores melhorias foram sentidas com a utilização de impulsos gaussianos cuja largura óptima era tipicamente inferior a 1/3 da largura do bit, demonstrando melhorias de 1dB no valor de  $Q'$ .

#### 4.6. Optimização Conjunta do Laser e do Equalizador do Receptor

A motivação do trabalho apresentado nesta secção é estabelecer critérios que possam auxiliar e simplificar o desenho de sistemas DST. Serão primeiramente estudados os efeitos de alguns parâmetros do laser, considerados determinantes para o funcionamento de sistemas quaternários com base em DST. Seguidamente serão optimizados dois tipos de equalizadores eléctricos do receptor. É ainda efectuado um estudo de um sistema quaternário afectado por modulação de amplitude residual.

##### 4.6.1. Impacto dos Parâmetros Internos do Laser no Desempenho do Sistema

A função de transferência,  $H_s(\omega)$ , do conjunto laser mais fibra óptica (equação (4.4)), apresenta dependência de um conjunto grande de parâmetros do laser e da fibra. Atendendo a que os parâmetros da fibra são em muitos casos já fixados pelo facto de estas já estarem instaladas, considerámos para optimização apenas os parâmetros do laser. Destes, os que são independentes e se evidenciam em  $H_s(\omega)$ , sendo ao mesmo tempo relacionados com a  $E_{FM}$  do laser, são a compressão não linear do ganho,  $\varepsilon$ , e o factor de alargamento de linha,  $\alpha_H$ .

Para efectuarmos a optimização dos parâmetros definidos, é conveniente determinar o módulo de  $H_s(\omega)$ , e rearranj -lo para que os procedimentos que se seguem sejam mais facilmente acompanhados.

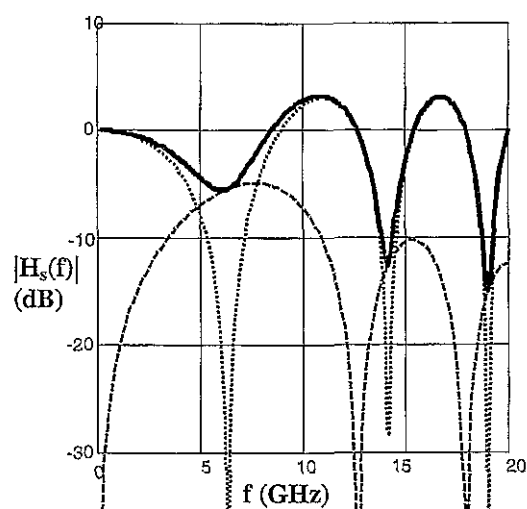
$$|H_s(\omega)| = \sqrt{\underbrace{\frac{1 + \alpha_H^2}{2} \left(1 + \cos[2F\omega^2 + 2 \operatorname{atan}(\alpha_H)]\right)}_{T_1} + \underbrace{\left(\frac{\alpha_H \gamma_p}{\sqrt{2}\omega}\right)^2 (1 - \cos[2F\omega^2])}_{T_2}} \quad (4.45)$$

Nesta equação, o radicando apresenta intencionalmente dois termos separados, o termo  $T_1$  assumido como sendo o primeiro a contar da esquerda, e o termo  $T_2$  assumido como sendo o segundo a contar da esquerda.  $T_1$  relaciona-se com  $\alpha_H$ , enquanto  $T_2$  se relaciona directamente com  $\alpha_H$  e com  $\varepsilon$  através de  $\gamma_p$  (equação (4.5)). As vantagens que o método

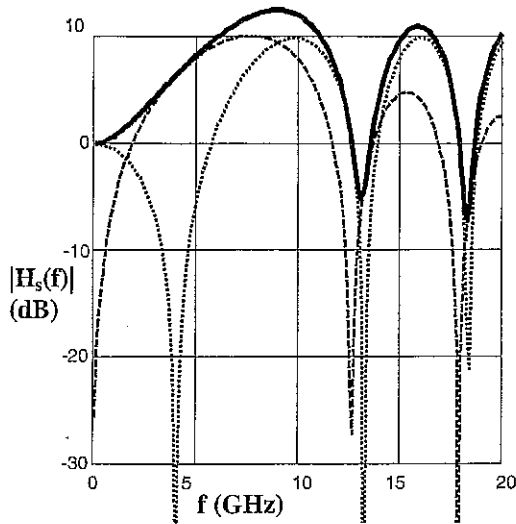
DST traz estão intimamente relacionadas com  $T_2$  que elimina o nulo na resposta IM para pequenas distâncias que e está relacionado com o limite do sistema imposto pela dispersão [14].

$T_1$ , da equação (4.45), apresenta uma característica interessante, a fase do coseno depende de  $\alpha_H$  através do termo  $2\text{atan}(\alpha_H)$ . Este termo de fase, provoca um deslocamento da curva do coseno, de modo a que um crescimento de  $\alpha_H$  causa um decréscimo da frequência de ocorrência do primeiro nulo de  $T_1$  (comparar Figura 24 a) e b) onde  $\alpha_H = 1$  e 2.95 ), que por sua vez está relacionado com a largura de banda total de  $H_s(\omega)$ . Então, se pretendermos maximizar a largura de banda de  $H_s(\omega)$ , deveremos manter o valor de  $\alpha_H$  baixo. Além disto, este parâmetro está também directamente relacionado com o ruído, levando-nos por este raciocínio à mesma conclusão. Para compensar a existência deste nulo,  $T_2$  deve ter magnitude suficiente, o que implica um aumento de  $\varepsilon$  (comparar Figura 24 a) e b) curvas a tracejado). Por isto, o produto de  $\alpha_H$  com  $\varepsilon$  tem que ser mantido suficientemente alto. Do que aqui foi discutido, prevê-se então uma solução de compromisso para o valor de  $\alpha_H$ .

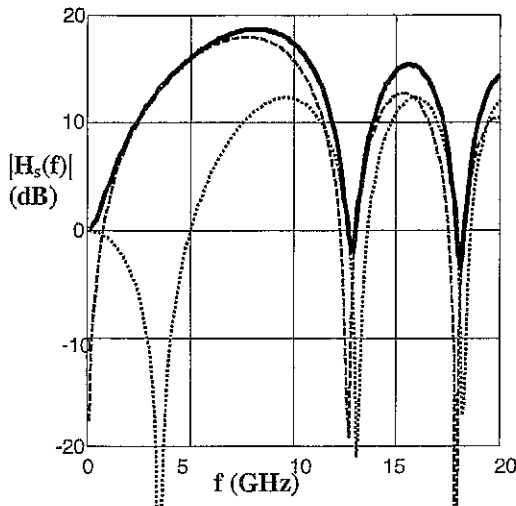
Podem ser observadas algumas destas características com maior detalhe na Figura 24:



a)  $\varepsilon = 2.0\text{E-}23\text{m}^3$  e  $\alpha_H = 1.0$



b)  $\varepsilon = 3.8\text{E-}23\text{m}^3$  e  $\alpha_H = 2.95$



c)  $\varepsilon = 6.0\text{E-}23\text{m}^3$  e  $\alpha_H = 4.0$

Figura 24- Módulo de  $H_s$  para três conjuntos de valores dos parâmetros  $\alpha_H$  e  $\varepsilon$ , apresentado em linha contínua. A linha pontuada, representa o termo  $T_1$  e a linha tracejada corresponde ao termo  $T_2$ .

Dos resultados da Figura 24 podemos afirmar que em qualquer dos casos a equalização é necessária. Os três casos apresentados, foram escolhidos para denotar as diferentes dependências entre o laser e a forma e características do equalizador, dando assim ênfase à necessidade do processo de otimização.

Para um dado laser, que resulte numa curva do tipo da apresentada em Figura 24 a), o peso do segundo termo da equação (4.45) é mínimo e a resposta é tipicamente dado pelo primeiro termo da mesma função. Assim, temos predominância da característica IM da modulação, não beneficiando assim da conversão FM-IM em que o método DST se



baseia. Deste modo a resposta aparece fortemente distorcida pela depressão que aparece sensivelmente a meio da banda disponível. Este caso é semelhante à situação referida na secção 4.2.3 correspondente à mudança de regime IM para DST. A equalização deste tipo de curva não é muito simples [21], sendo fortemente dependente dos parâmetros do sistema, exigindo por isso um equalizador com forte capacidade de moldagem da sua resposta. Assumindo-se o equalizador como sendo o típico, um filtro do tipo passa-baixo, vamos apenas obter uma equalização aproximada, normalmente longe da ideal.

As curvas apresentadas na Figura 24 b) e c), correspondem a dois lasers mais adaptados para o comprimento de transmissão observado (46.2km), tendo uma forte característica passa-alto. A compensação deste tipo de curvas pode ser obtida com um filtro passa-baixo de polo simples ou múltiplo com frequência de corte determinada pelas características do sistema (equação (4.11)). No entanto, as duas curvas diferem ligeiramente no seu comportamento na banda passante, tendo a curva b) uma característica aproximadamente linear, ao contrário do que se passa com a curva c). A curva b) apresenta um equilíbrio entre as duas componentes da função apresentada (equação (4.45)), enquanto a curva c) apresenta uma predominância da segunda componente. Deste modo, se a equalização for feita com um filtro de polo simples, a equalização da curva c) vai ser menos boa, apresentando alguma distorção (maior atenuação) nas frequências mais altas. Sugere-se assim, para estes casos (curvas do tipo da curva c)), em que o laser apresenta uma alta componente FM, que seja feita uma compensação desta curva pela introdução de um zero de frequência de mais elevada do que a frequência do polo.

Poderemos considerar que um factor importante no desempenho do sistema é a distorção do sinal na banda passante, sendo esta dependente do aparecimento da primeira depressão na curva de resposta do sistema,  $F_d$ . Uma forma de determinarmos este tipo de condição é derivarmos o módulo de  $H_s$ , e obtermos os seus mínimos e máximos. Sabendo que  $|H_s|$  é sempre não negativa, para simplificarmos a obtenção dos pontos de máximo e mínimo, partimos do pressuposto que os máximos e mínimos de uma função deste tipo são coincidentes com os do seu quadrado. Como tal, poderemos determinar a derivada do quadrado de  $|H_s|$  para obter esses pontos de máximo e mínimo.

$$\frac{\partial |H_s(\omega)|^2}{\partial \omega} = -2A\theta\omega \sin(\theta\omega^2 + \phi) - \frac{2B}{\omega^3} [1 - \cos(\theta\omega^2)] + \frac{2B\theta}{\omega} \sin(\theta\omega^2) \quad (4.46)$$

$$A = \frac{1 + \alpha_H^2}{2}, B = \frac{\alpha_H^2 \gamma_p^2}{2}, \theta = 2F \text{ e } \phi = \text{atan}(\alpha_H) \quad (4.47)$$

Esta equação não é fácil de resolver, e como tal os zeros desta função foram determinados numericamente. Com algum esforço computacional extra, podemos determinar os pontos em que os zeros correspondem a um máximo ou um mínimo, e, desse modo, determinar o aparecimento do primeiro mínimo para diversas combinações de valores de  $\alpha_H$  e  $\varepsilon$ . Os resultados apresentam-se na Figura 25.

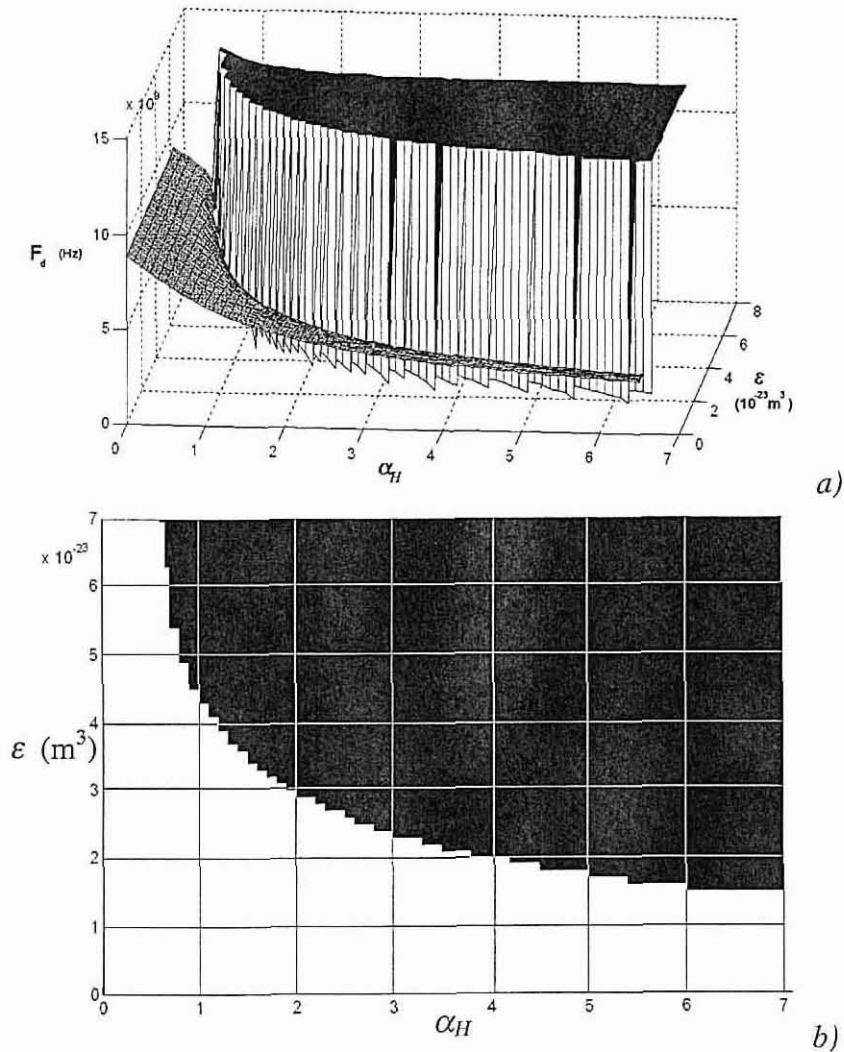


Figura 25- a) Frequência da ocorrência da primeira depressão ( $F_d$ ) em função de  $\alpha_H$  e  $\varepsilon$  e b) área correspondente a  $F_d > 10 \text{ GHz}$ .

Da Figura 25 a) nota-se que, para valores baixos do produto de  $\alpha_H$  com  $\varepsilon$ , a primeira depressão é maioritariamente determinada pela característica IM do sistema resultando numa limitação forte da largura de banda do sistema. A partir da linha em que o peso dos dois termos da função de transferência do sistema se equilibra e a curva passa a ser passa-alto (zona a escuro na Figura 25 b)), o sistema passa a ser distorcido apenas a uma frequência mais elevada. Disto, podemos concluir que essa será a zona de eleição para o DST. Ao mesmo tempo, podemos ver que na área em que  $F_d$  é maior que 10GHz,  $F_d$  é tanto maior quanto menor o  $\alpha_H$  e maior o  $\varepsilon$ , que vem de acordo com as previsões avançadas anteriormente e evidenciando a tendência para os dois parâmetros.

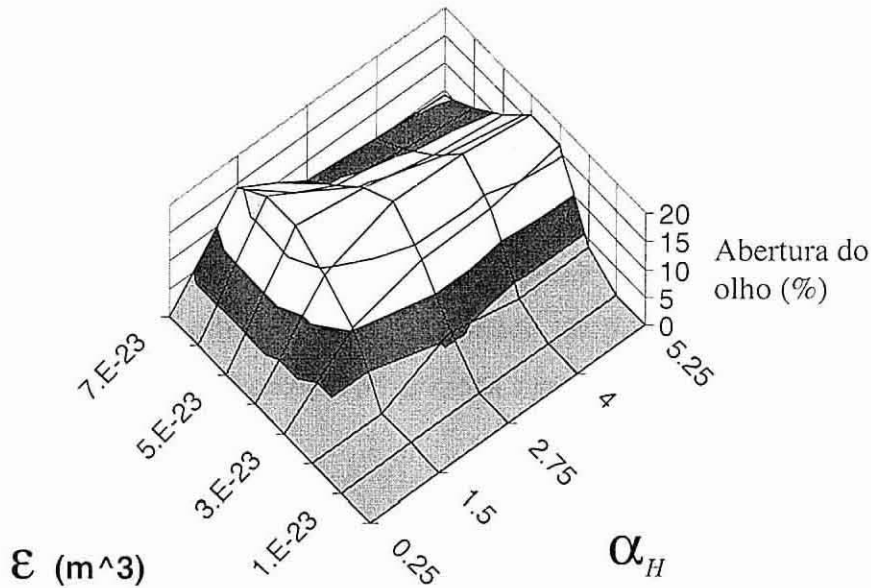
Seguidamente vai ser caracterizado um sistema por simulação para comprovar os resultados discutidos. Nas secções seguintes, o método de avaliação do desempenho do sistema vai ser a abertura de olho. Este método foi usado pesando para o valor final da abertura média do olho duas vezes a abertura do olho central e uma vez as aberturas de olho correspondentes ao olho superior e ao inferior. A mudança na metodologia foi efectuada para explorar algumas das facilidades deste método e aprofundar a sua robustez na avaliação deste tipo de sistemas tentando suprir, de algum modo, as dificuldades que o método do factor  $Q$  apresentava (secção 4.5.1). Contudo, foram tomados alguns cuidados de modo a que os resultados tivessem fiabilidade, especialmente na presença de ruído. Cada simulação foi repetida mais do que uma vez, variando o número e a sequência de bits analisados, até que o valor da abertura de olho estabilizasse, sendo este então considerado como o valor efectivo para a abertura de olho do sistema analisado.

#### 4.6.2. Optimização dos Parâmetros do Laser para uma Equalização do Tipo Polo Simples

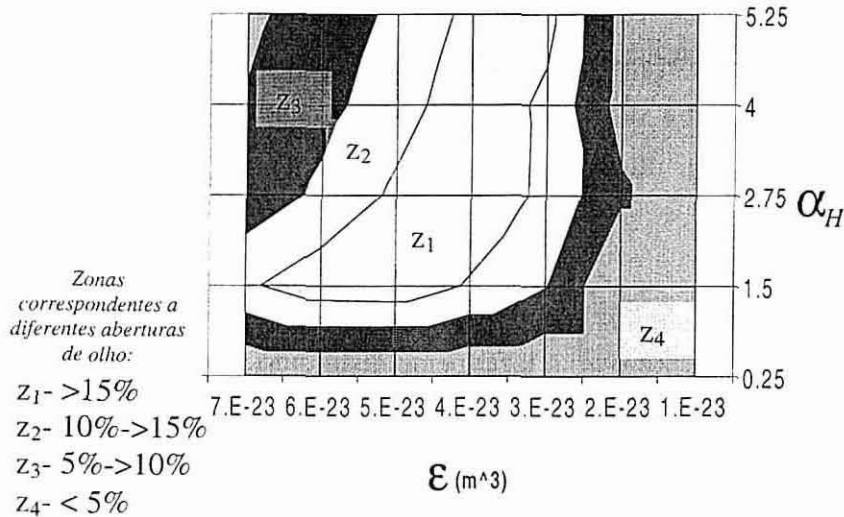
A resposta do filtro usado neste secção é dada por :

$$H_f(f) = \frac{1}{1 + i \frac{f}{f_p}} \quad (4.48)$$

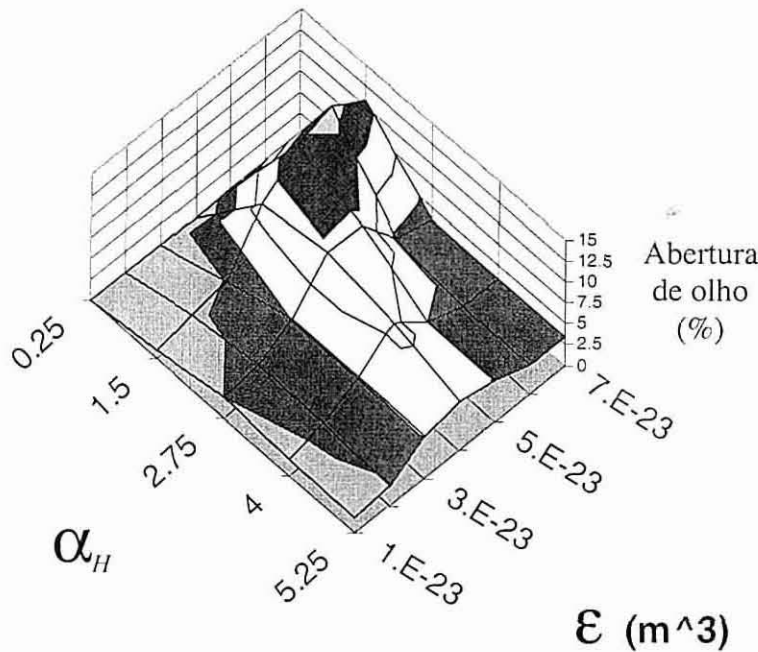
O sistema quaternário apresentado na secção 4.5.2 foi então estudado para o caso em que o equalizador é um filtro de um único polo. Para cada valor de  $\alpha_H$  e  $\varepsilon$ , a frequência de corte do filtro foi otimizada por forma a maximizar a abertura de olho. Os resultados foram obtidos em duas fases: uma, para o sistema em que as fontes de ruído foram extintas; outra, na presença de ruído. Os resultados de ambas as situações apresentam-se na Figura 26 [15]. A abertura de olho apresentada é definida em termos percentuais relativamente ao máximo da amplitude pico-a-pico do sinal equalizado,  $A$ , e define-se como  $(A_2 + 2A_1 + A_3)/(4A)$ . Nesta expressão  $A_2$ ,  $A_1$  e  $A_3$  são correspondentemente as aberturas do olho do topo, do olho central e do olho de baixo (ver Figura 20).



a)



b)



c)

Figura 26- Abertura de olho média para o caso de: a)  $\beta_s=0$ , b)  $\beta_s=0$ , visto a duas dimensões e c) com  $\beta_s=1.0E-4$ .

As curvas a) e b) da Figura 26 demonstram efectivamente os critérios que foram estabelecidos analiticamente ao longo desta secção. Os filtros do tipo polo simples (equação (4.48)), são mais adaptados para situações de valores intermédios dos dois parâmetros ( $\alpha_H$ ,  $\epsilon$ ), como se pode ver claramente pela localização da zona  $z_1$  da Figura 26 b). Na ilustração b) apresenta-se uma vista de topo dos resultados da ilustração a) para

melhor observarmos as regiões correspondentes às diferentes aberturas de olho ( $z_1$  corresponde a aberturas de olho inferiores a 5%,  $z_2$  corresponde a aberturas entre 5% e 10%,  $z_3$  a aberturas na gama 5% a 10%, e  $z_4$  corresponde a aberturas de olho superiores a 15%). As cores definidas nesta ilustração são comuns a todos os gráficos deste tipo (Figura 26 a) e b) e Figura 27).

Para baixos valores dos dois parâmetros, o sistema sofre grande distorção, pois não é convenientemente equalizado e, por isso, é fortemente distorcido nas frequências centrais do sinal. Para valores altos dos mesmos dois parâmetros, o sistema apresenta uma curvatura que denota a falta de capacidade de equalização do filtro passa-baixo simples para estes casos. A introdução do ruído (Figura 26 c)), vem alterar um pouco a tendência do bom comportamento do sistema para valores altos de  $\alpha_H$ . Isto deve-se ao facto de que o ruído de fase cresce com o aumento do factor  $\alpha_H$ , e no receptor este é convertido em ruído de amplitude.

Conclui-se assim que, para filtros de polo simples, o sistema comporta-se melhor quando o laser apresenta características de baixo valor de  $\alpha_H$  e valores moderadamente altos de  $\epsilon$  [15][14].

#### 4.6.3. Optimização dos Parâmetros do Laser para uma Equalização do Tipo Polo-Zero

A escolha de um filtro do tipo polo-zero, apenas foi feita para demonstrar a inadaptação referida do filtro de polo simples a sistemas com determinadas características. A função de transferência do filtro utilizado é a seguinte:

$$H_{eq}(f) = \frac{\left(1 + i \frac{f}{f_{zero}}\right)}{\left(1 + i \frac{f}{f_{polo}}\right)} \quad (4.49)$$

Do mesmo modo que a cada conjunto de valores de  $\alpha_H$  e  $\varepsilon$  o polo era otimizado iterativamente no caso do filtro de polo simples, neste caso são otimizados simultaneamente a frequência do polo ( $f_{polo}$ ) e a frequência do zero ( $f_{zero}$ ). O sistema foi então testado para o caso prático, ou seja, na presença de ruídos. Os resultados são apresentados na Figura 27. O código de cores que foi aqui usado é igual ao usado na Figura 26 b), para que possam ser observados mais claramente os benefícios deste tipo de filtragem.

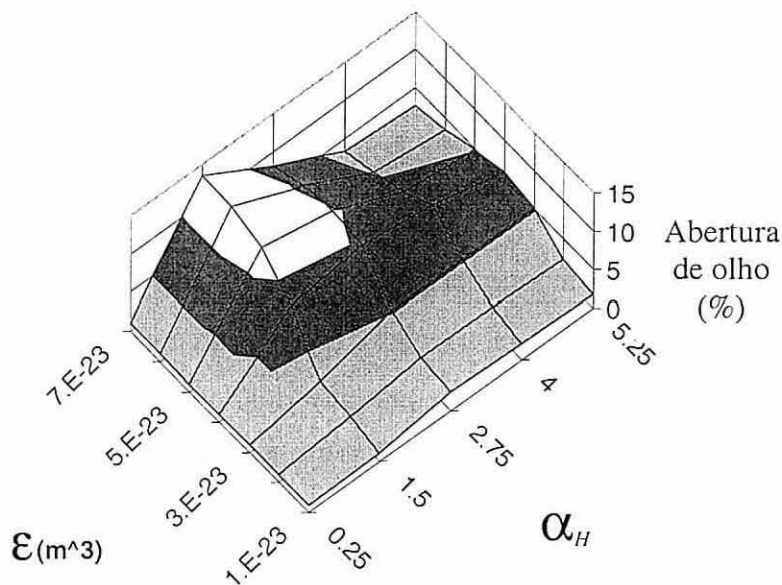


Figura 27- Variação da abertura de olho média com a variação dos parâmetros escolhidos.

Destes resultados, apenas se pode concluir que a resposta do sistema é comparativamente melhorada (ver caso da Figura 26 c)), sendo visivelmente alargada para valores de  $\alpha_H$  e  $\varepsilon$  mais elevados. Este facto é mais evidente para os pontos onde o valor de  $\varepsilon$  é maior, pois é a zona onde a curvatura da função de transferência equalizada se evidencia quando o equalizador é um polo simples. Para demonstrarmos esta tendência podemos representar a variação da frequência óptima do zero (Figura 28).

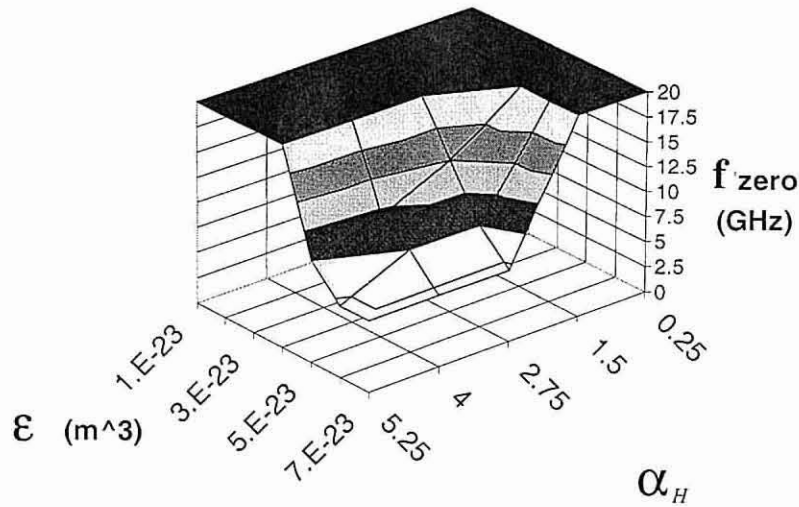


Figura 28- Variação da frequência óptima do zero,  $f_{zero}$ , com a variação dos parâmetros do laser.

A presença do zero é apenas importante para valores elevados de  $\alpha_H$  e  $\epsilon$ , podendo até ser tirado para valores de  $\alpha_H$  e  $\epsilon$  correspondentes à zona escura e plana apresentada na Figura 28 [14]. Com isto demonstrámos os efeitos previstos analiticamente, e podemos deste modo sugerir o uso de um filtro do tipo polo-zero para casos que caíam nas condições descritas ( $\alpha_H$  e  $\epsilon$  elevados).

#### 4.6.4. Optimização Analítica do Filtro do Tipo Polo Simples

A variação da potência à saída do laser pode ser decomposta em duas componentes: uma de pequeno sinal,  $p(t)$ , e outra constante correspondente ao nível médio de potência do sinal,  $P_0$ . Nesta secção vamos introduzir um bloco, que colocado após o laser, comprime ou expande a componente de potência de pequeno sinal de um factor  $m$ . Deste modo pretendemos compreender o efeito relativo da modulação residual de potência do campo à saída do laser no desempenho de sistemas DST.

À saída do bloco de compressão/expansão a componente IM vem afectada de um factor multiplicativo,  $m$ , que afecta simultaneamente a relação entre a eficiência IM e a eficiência FM do mesmo factor. Este processo apenas ocorre no exterior do laser, estando por isso isolado de toda a sua dinâmica interna.



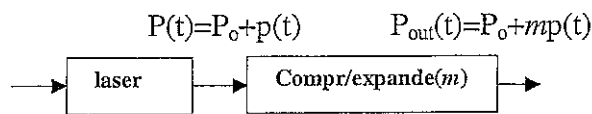


Figura 29- Montagem para teste do efeito do elemento de compressão de potência.

No receptor, os parâmetros do equalizador vão ser afectados pelo factor,  $m$ . Para o caso da predominância da componente IM do sinal, a tendência é para o crescimento da frequência de corte do equalizador, pois para sinais IM puros a largura de banda deve ser pelo menos igual à largura espectral dos dados. Por outro lado, se o sinal tiver a predominância da componente FM, a frequência de corte deste sistema deve decrescer até ao DST conceptual, onde a equalização deve ser feita com um integrador puro.

Por forma a derivarmos uma formulação capaz de exprimir com alguma exactidão estes conceitos poderemos começar das expressões de [27] já referenciadas algumas vezes ao longo deste trabalho. Após alguma manipulação algébrica, afectando apenas os termos relacionados com a potência, poderemos obter a seguinte expressão para a função de transferência do sistema considerando o parâmetro  $m$ :

$$H_s(\omega) \cong \frac{1}{m} \left( m \cos(F\omega^2) + \left( -\alpha_H + j \frac{4\pi E_{FM} (I_0 - I_{th})}{\omega} \right) \sin(F\omega^2) \right) \quad (4.50)$$

Para a gama de frequências em causa, o valor de  $F\omega^2$  é da ordem de uma décima da unidade. Por esta razão, podemos aproximar o seno pelo primeiro termo da série de Taylor expandida em torno de zero, ou seja, a aproximação linear. Isto permite simplificar a equação obtida:

$$H_s(\omega) \cong \frac{1}{m} \left( m - \alpha_H F\omega^2 + j4\pi E_{FM} (I_0 - I_{th}) F\omega \right) \quad (4.51)$$

Sendo a equação complexa, esta apresenta um termo de amplitude e outro de fase, que podem ser dados por:

$$|H_s(\omega)| \cong \sqrt{1 + \frac{(-2m\alpha_H F + (kF)^2)}{m^2} \omega^2} \quad (4.52)$$

$$\phi(\omega) = \text{atan}\left(\frac{kF\omega}{m - \alpha_H F \omega^2}\right) \cong \text{atan}\left(\frac{kF\omega}{m}\right) \quad (4.53)$$

$$k = 4\pi E_{FM} (I_0 - I_{th}) \quad (4.54)$$

Uma vez que estamos a tentar obter uma solução do tipo passa-baixo, apenas dispomos de um grau de liberdade, a frequência do polo. No entanto podemos compensar a fase ou a amplitude, da seguinte forma:

$$f_{c \text{ amp}} = \frac{m f_w}{\sqrt{1 - 8\pi^2 m \alpha_H F f_w^2}} \quad (4.55)$$

$$f_{c \text{ fase}} = m f_w \quad (4.56)$$

$$\text{com } f_w = \frac{1}{2\pi k F} \quad (4.57)$$

Se compensarmos só a fase, equação (4.56), caímos no caso da referência [3] quando de  $m=1$ , e a amplitude fica equalizada apenas parcialmente. Se compensarmos só a amplitude, equação (4.55), estamos no caso oposto. Nesta perspectiva, urge encontrar uma solução de compromisso que compense simultaneamente os dois factores apenas com um grau de liberdade. A solução sugerida pelo autor é a média geométrica, com o fundamento de que a solução de compromisso seja válida na maior gama possível [36]:

$$f_c = \frac{m f_w}{\sqrt[4]{1 - 8\pi^2 m \alpha_H F f_w^2}} \quad (4.58)$$

Para confirmarmos a expressão encontrada, fomos simular o sistema quaternário referido na secção 4.5.2, e os resultados da frequência de corte óptima obtida por simulação foram comparados com os da expressão (4.58).

Dos resultados apresentados na Figura 30, pôde observar-se a boa concordância entre os resultados obtidos por simulação e analiticamente, demonstrando a qualidade da formulação para valores moderados de  $m$ . Os resultados demonstraram-se interessantes para distâncias de transmissão não muito curtas.

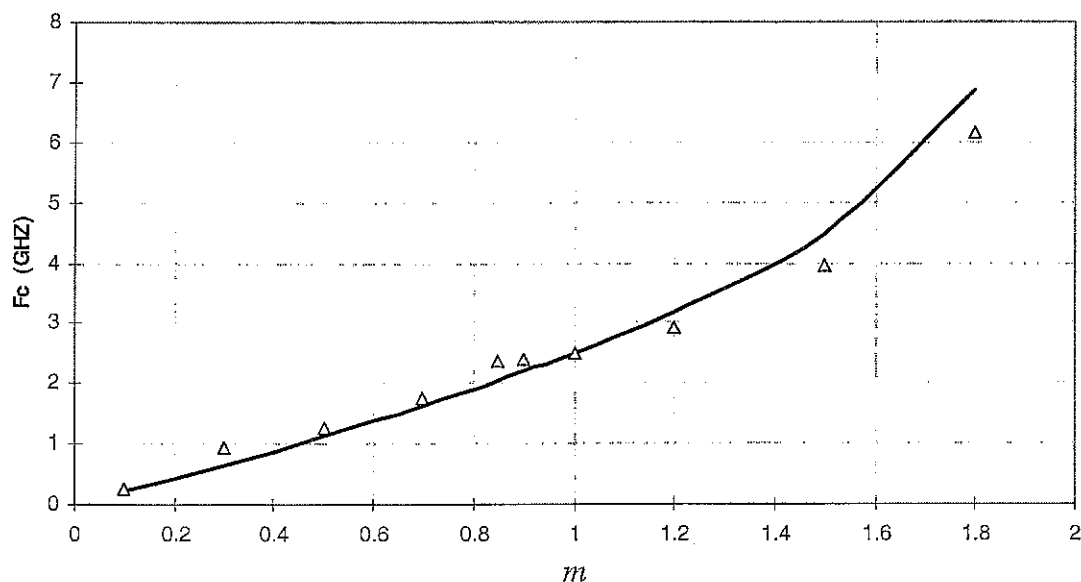


Figura 30- Comparação dos resultados de otimização obtidos por simulação ( $\Delta$ ) e a curva deduzida para o valor da frequência de corte do filtro de polo simples, para diferentes valores de  $m$ .

#### 4.6.5. Impacto da Modulação Residual de Potência do Laser

Podemos esperar que para valores de  $m$  baixos, o sistema se comporte aproximadamente da transmissão conceptual do tipo DST. Pelo contrário, se este valor for alto, a transmissão é maioritariamente IM, e como tal limitada pela dispersão, como acontece num sistema sem compensação deste fenómeno. Assim, seria de esperar que a qualidade do sistema melhorasse para valores de  $m$  inferiores a 1 e fosse degradada no caso contrário para distâncias elevadas.

Tendo por base o mesmo sistema quaternário, apenas modificado pela presença do bloco de compressão e expansão (Figura 29), o desempenho do sistema foi avaliado em termos de abertura de olho média e mínima.

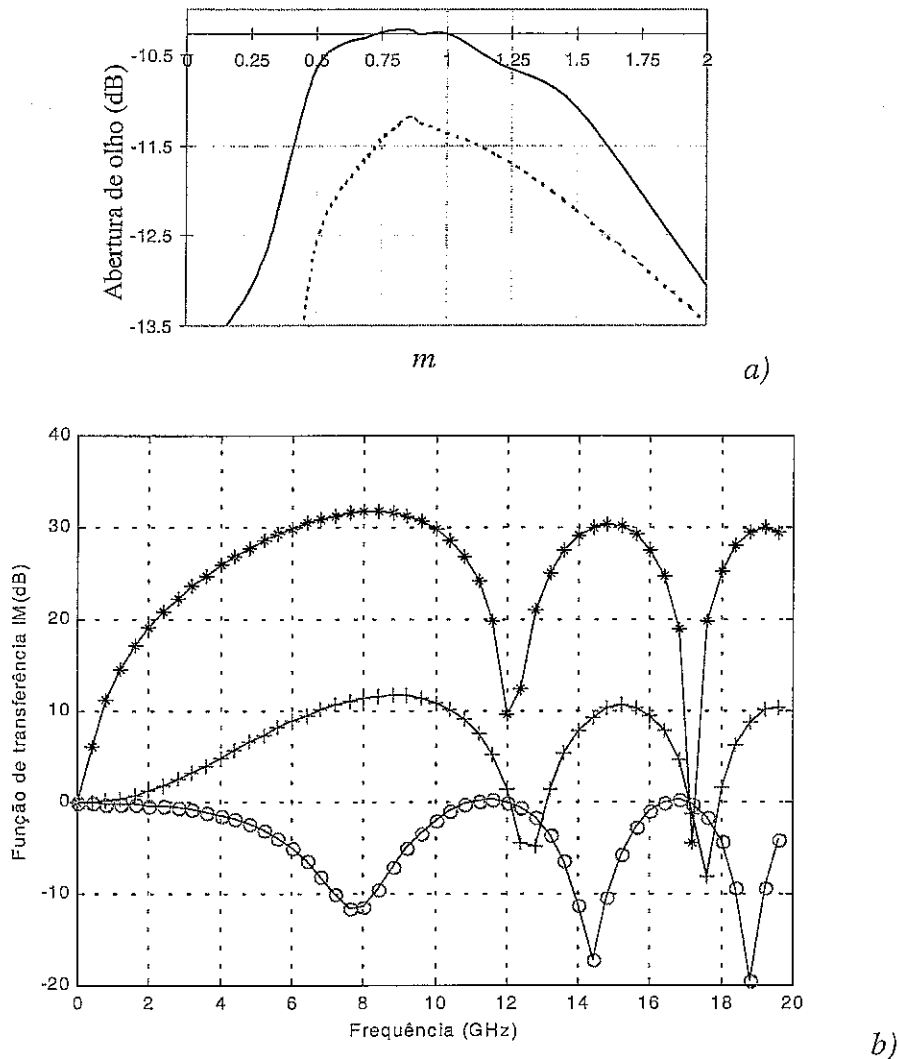


Figura 31- a) Abertura de olho média (linha contínua) e mínima (linha traçada) para diversos valores de  $m$  para uma ligação de 46.2km. b) Função de transferência IM do sistema modificada pelo factor  $m$  para diversos valores de  $m$ : o)  $m=10$ , +)  $m=1$  e \*)  $m=0.1$  e para a mesma distância.

Como esperado, para valores de  $m$  grandes, modulação típica IM (Figura 31 b) curva o), o desempenho do sistema para a distância considerada degrada-se com o crescimento deste factor. No entanto, um pouco contraditoriamente ao esperado, o desempenho do sistema não melhora para valores de  $m$  baixos ( $<0.75$ ).

A razão para este efeito está ligada ao formato da curva \*) da Figura 31 b). Essa curva é fortemente não linear na banda passante, o que resulta claramente numa inadaptação na equalização quando esta é efectuada por um equalizador do tipo passa-baixo de polo simples.

#### **4.7. Simulação WDM Binária e Quaternária**

Nesta secção vão ser aplicados os resultados obtidos anteriormente para estudar a transmissão WDM de 16x20Gbit/s e 16x40Gbit/s em DST. Como já foi discutido, este método permite ultrapassar o limite imposto pela dispersão e ainda tolera alguma distorção na banda do sinal (ver secção 4.4.4), factores certamente importantes para obter alta densidade em sistemas WDM e grandes distâncias.

A caracterização dos sistemas nesta secção, foi feita por análise da penalidade de potência medida em relação à situação *back-to-back* para um patamar de taxa de erros de  $10^{-12}$ . O patamar foi posto neste valor pois corresponde aos requisitos dos sistemas de comunicações práticos actuais. Para o caso do sistema quaternário, a penalidade de potência apresentada foi obtida por forma a que nenhum dos quatro níveis apresentasse taxa de erros inferior a  $10^{-12}$ .

O diagrama de blocos usado para a simulação dos sistemas WDM que são apresentados nesta secção corresponde ao apresentado na Figura 33.

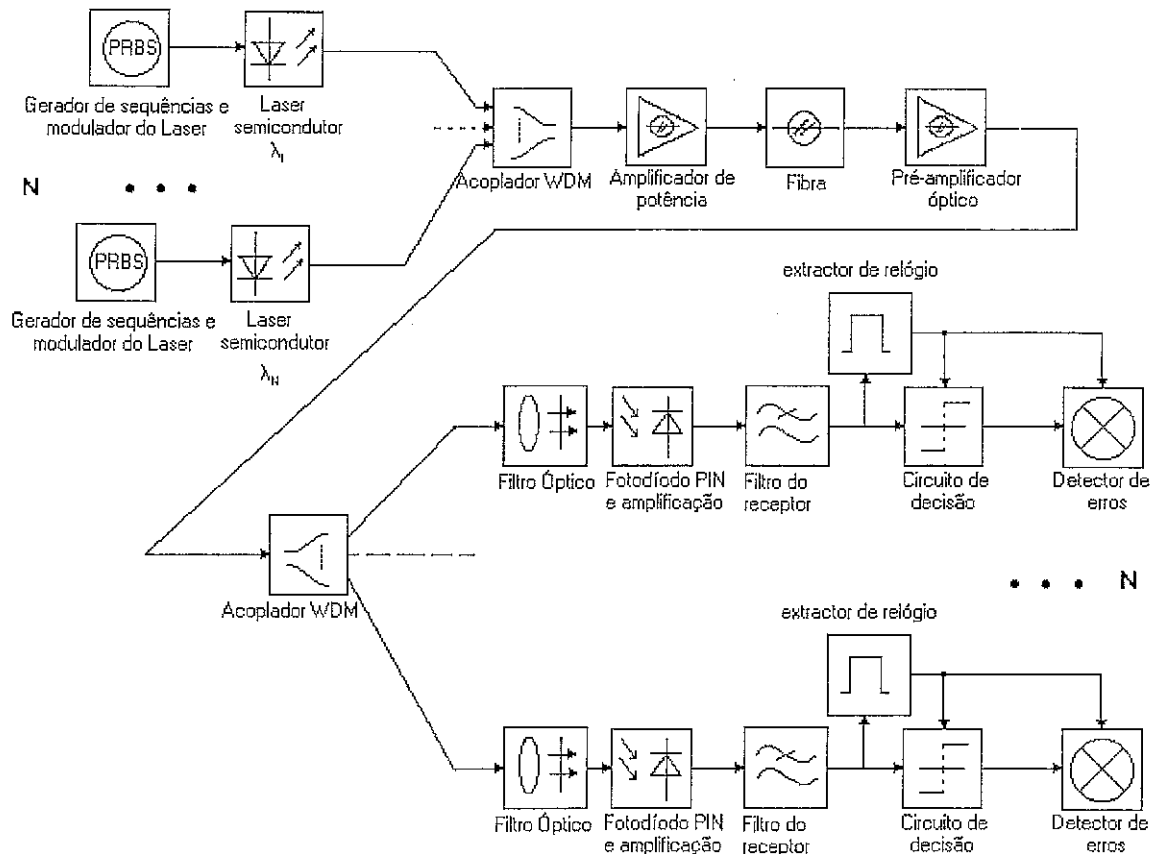


Figura 32- Diagrama de blocos dos sistemas WDM simulados nesta secção.

#### 4.7.1. Transmissão Binária a 20Gbit/s, Monocanal e Multicanal

Com base no sistema binário já apresentado (Figura 14) e para um comprimento de ligação de 65km, foi acrescentado um filtro óptico de banda relativamente estreita, do tipo *grating* de reflexão (ver secção 3.5.3). Este filtro visa a desmultiplexagem e limitação de ruído do laser e dos amplificadores colocados ao longo da linha de transmissão.

Para este sistema em configuração monocanal, foram então inicialmente estudadas duas situações de referência, com vista à caracterização do efeito do filtro óptico no sistema: 1ª- O sistema foi simulado apenas com um filtro óptico ideal de banda muito larga (10nm), visando esta situação detectar a degradação provocada pelo ruído de grande largura de banda; 2ª- O sistema foi simulado com o mesmo filtro, mas com as fontes de

ruído ópticas reduzidas (laser com  $\beta_s=0$ ; EDFA com  $NF=0$ ), visando esta situação determinar a melhor condição possível para esta distância de propagação. Os resultados são apresentados na Figura 33.

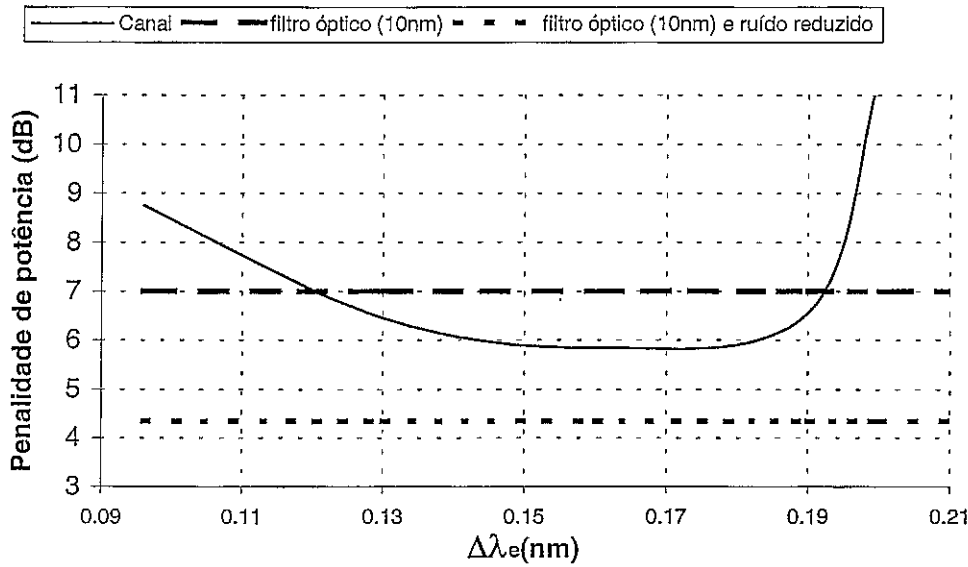


Figura 33- Penalidade de potência do sistema binário com 65km de fibra em relação à situação back-to-back para um  $BER=10^{-12}$ , para várias larguras de extremos de banda ( $\Delta\lambda_{edge}$ ) de um grating com  $\Delta\lambda_0=0.24nm$  (ver secção 3.5.3 para detalhes sobre o modelo do filtro). Como referência apresentam-se também as curvas do sistema com filtro óptico de 10nm para as situações com e sem ruído óptico ( $\beta_s=0$  e  $NF=0$ ).

Conclui-se que o filtro com os parâmetros otimizados apenas introduz uma penalidade de 1.5dB em relação ao caso sem ruído, e melhora o desempenho do sistema em 1.1dB em relação ao caso de filtragem de banda muito larga (para o *grating* ótimo). Deste modo, o filtro tem um efeito de limitação de ruído e não introduz muita degradação no desempenho do sistema.

Dado o espaçamento entre zeros que foi escolhido para o filtro óptico,  $0.24nm \approx 30GHz$ , este pode ser utilizado na desmultiplexagem de sistemas WDM densos.

Foi então desenhado um sistema binário WDM com 16 canais espaçados entre eles de 50GHz (largura de banda total  $\approx 750GHz \leftrightarrow 5.9nm$ ), com base no diagrama da Figura 32, resultando numa eficiência espectral de 0.43bit/s/Hz. Neste sistema multicanal, foi então

efectuada uma nova medição da penalidade de potência em comparação com a situação binária *back-to-back* para um BER de  $10^{-12}$  para diversas condições de filtragem.

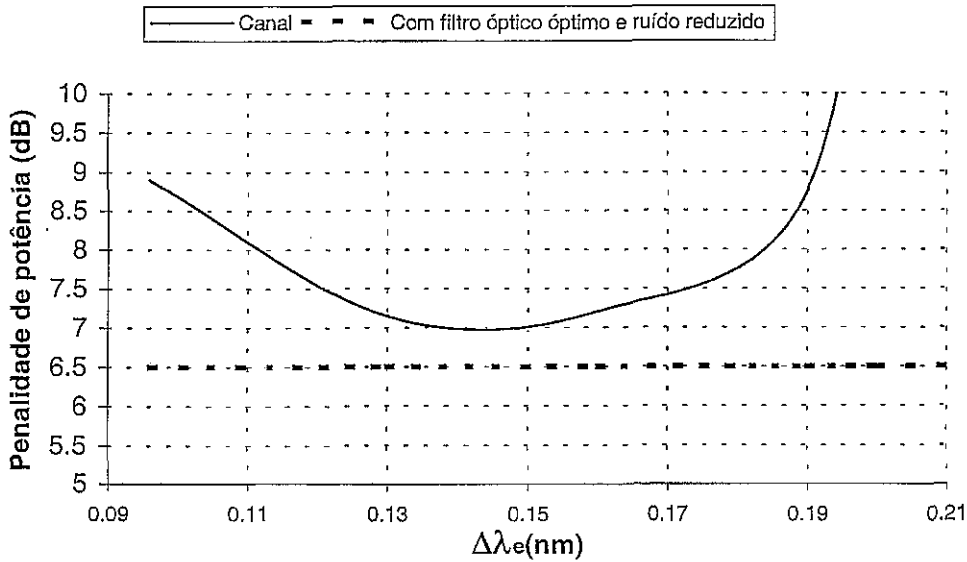


Figura 34- Penalidade de potência do canal 8 dos 16 canais a 65km, para várias larguras de extremos de banda ( $\Delta\lambda_{edge}$ ) de um grating com  $\Delta\lambda_0=0.24$ nm.

Os resultados apresentados na Figura 34 mostram que este filtro, na sua configuração ótima, apenas introduz cerca de 0.5dB de penalidade em relação ao mesmo sistema mas com ruído reduzido, mesmo no canal central que é o mais degradado.

Com o filtro optimizado, conseguiu-se uma taxa de ocupação espectral bastante elevada, demonstrando assim a aptidão do método DST para a transmissão multicanal com alta densidade.

Na Figura 35 apresentam-se os espectros dos canais depois de multiplexados e depois de desmultiplexados, no domínio óptico.



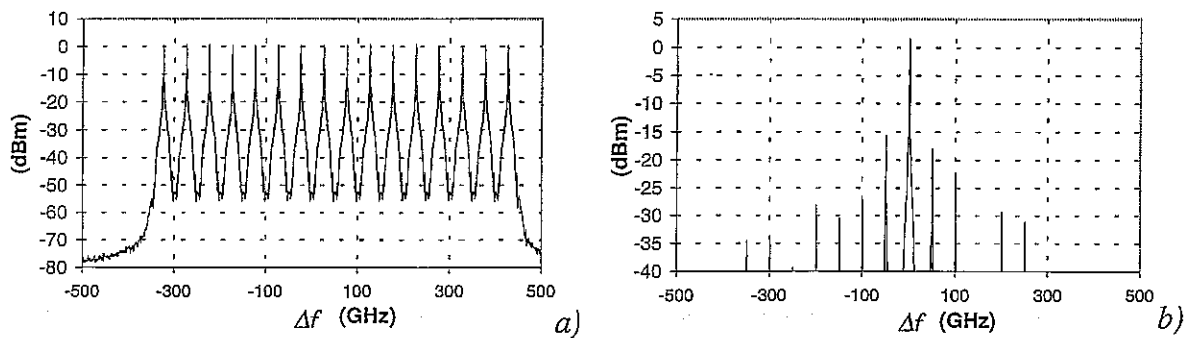


Figura 35- Espectros dos sinais multiplexados à entrada da fibra (a) e canal central desmultiplexado à entrada do PIN (b) ao fim de 65 km de transmissão.

Desta figura conclui-se que este filtro apresenta uma boa rejeição ( $>15\text{dB}$ ) dos canais adjacentes, servindo as funções de desmultiplexagem.

#### 4.7.2. Transmissão Quaternária a 40Gbit/s Multicanal.

Para este sistema, foram seguidos mesmo passos que para o caso binário, e concluiu-se que as condições se mantinham aproximadamente de um para o outro, tendo apenas subido a penalidade, como de resto já era de prever. O diagrama de blocos deste sistema é o da Figura 32 só que a sequência é quaternária obtida pelo codificador apresentado na Figura 17.

O sistema que testámos visava a transmissão quaternária de 16 canais de 40Gbit/s a uma distância de 45km. Assim, como já foi visto, seria necessário uma melhoria na escolha do laser. Deste modo escolheu-se um laser com melhores condições de ruído ( $\beta_s=0.2\text{E-}4$ ) e foram testadas duas condições diferentes: baixa potência, a potência total é entrada da fibra era de 15.5dBm; alta potência, a potência à entrada da fibra neste caso era de 26.5dBm.

No caso referente a baixa potência, não nos foi possível a transmissão com penalidade de potência referente ao sistema binário na situação de *back-to-back* para um BER de  $10^{-12}$ , abaixo dos 15dB. No entanto, para o caso da transmissão com alta potência, fazendo valer a compensação da dispersão pelas não linearidade que daí advém [34], foi possível a transmissão com penalidade de potência de 10.8dB para o laser referido, e 9.3dB para o

caso de ruído reduzido, a uma distância de 45km. O diagrama de olho deste sistema é apresentado na Figura 36.

Assim, com uma eficiência espectral de 0.86bit/s/Hz foi possível a transmissão de um total de 640Gbit/s a 45km, aproximando-se do objectivo corrente de 1bit/s/Hz. Dado isto pode concluir-se que este método com codificação quaternária apresenta grande potencialidade para WDM de alta densidade, no entanto apresenta grande sensibilidade a variações nos parâmetros do sistema, dada a sua baixa tolerância a variações na SNR.

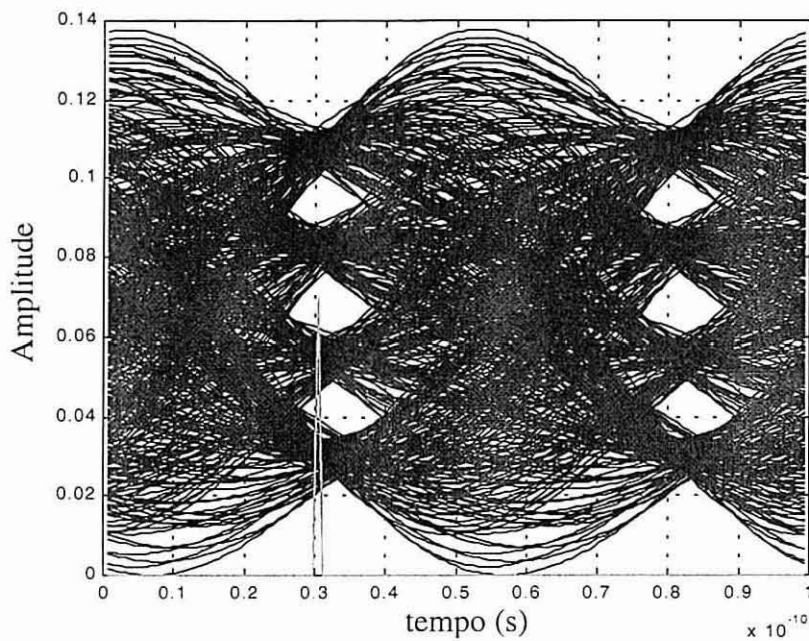


Figura 36- Diagrama de olho do canal 8 dos 16 canais para um comprimento de ligação de 45km, para o filtro óptico ótimo.

Como se pode ver, a abertura dos diferentes olhos é ainda considerável, mostrando o bom desempenho do sistema a esta distância.

#### **4.8. Conclusões**

Neste capítulo, foi estudado o método de transmissão e acomodação da dispersão denominado de DST, quando utilizado em conjunto com a técnica de WDM e codificação digital binária ou quaternária.

Foi analisado e aprofundado o modelo de um laser MQW (secção 4.3), tendo sido efectuadas algumas inferências para simplificação do modelo, de modo a propiciar o seu uso em procedimentos de optimização. Os valores dos seus parâmetros foram determinados a partir da análise de medidas experimentais, e o seu comportamento comparado com a resposta do laser real. Desta comparação concluiu-se que o modelo obtido representava com grande rigor a generalidade dos aspectos do laser real utilizado. Com base no modelo obtido, foram optimizados o factor de alargamento de linha e o factor de compressão do ganho, com vista a determinar um conjunto de parâmetros óptimo para o laser em questão quando utilizado em sistemas DST (secção 4.6). Concluiu-se dessa análise que o factor de alargamento de linha deveria ser tendencialmente baixo ( $\approx 1.5$ ) e o factor de compressão de ganho moderado ( $\approx 6 \times 10^{-23} \text{m}^3$ ).

No entanto, os valores óptimos dos parâmetros do laser variam com o tipo de filtro equalizador utilizado no receptor. O uso de um filtro do tipo polo-zero permite uma melhor equalização resultando, por isto, em melhores desempenhos para uma maior gama de parâmetros do laser. Foi ainda desenvolvida formulação teórica para a frequência de corte óptima do filtro equalizador (secção 4.6.4), tendo em conta a compensação da fase e amplitude. Os resultados obtidos por esta formulação, estão muito próximos dos correspondentes valores obtidos por simulação, para uma vasta gama da modulação residual de potência do laser.

Da simulação de um sistema a 20Gbit/s binário e um quaternário a 40Gbit/s com modulação DST concluiu-se que o sistema binário apresentava menor sensibilidade à variação do ruído de intensidade do laser, propiciando assim mais longas distâncias ( $\approx 65\text{km}$ , sem ruído do laser,  $\approx 60\text{km}$  com o ruído do laser utilizado) que o sistema

quaternário ( $\approx 50\text{km}$ , sem ruído do laser,  $\approx 30\text{km}$  com o ruído do laser utilizado), devido às diferentes características dos sistemas envolvidos (secção 4.5).

Sistemas WDM de alta densidade com base na modulação binária e quaternária foram desenhados e simulados (secção 4.7), tendo sido obtidas eficiências espectrais de 0.43 e 0.86bit/s/Hz para os casos respectivos. Estes resultados poderiam ainda sofrer optimização e melhores densidades poderiam ser obtidas, mostrando a propensão do método DST para os sistemas WDM.

## Referências:

- [1] B. Wedding, "Breakthrough in a multigigabit transmission systems technology due to optical amplifiers", Tech. Dig. Opt. Amp. And Their App., Santa Fe, 1992
- [2] B. Wedding, "New method for optical transmission beyond dispersion limit", Electron. Lett., n 14, v 28, pp. 1298-1300, 1992
- [3] B. Wedding, "Analysis of fibre transfer function and determination of receiver frequency response for Dispersion Supported Transmission", Electron. Lett.
- [4] P. Bousselet, B. Clesca, B. Junginger, B. Franz, B. Wedding, "Repeaterless optical transmission at 10 Gbit/s VIA 182 km of standard singlemode fibre using a high power booster amplifier", Electron. Lett., n 17, v 29, p 1498-1500, 1993
- [5] B. Wedding, B. Franz, "Unregenerated optical transmission at 10 Gbit/s via 204 km of standard singlemode fibre using a directly modulated laser diode", Electron. Lett., n 4, v 29, pp. 402-404, 1993
- [6] B. Wedding, "Dispersion-supported transmission at 1550 nm on long spans of conventional single-mode fiber", Conf Opt Fiber Commun Tech Dig Ser, Feb 20-Feb 25, San Jose, CA, USA, v 4, p 58-59, 1994
- [7] B. Junginger, B. Franz, B. Wedding, "10-Gb/s optical transmission up to 253 km via standard single-mode fiber using the method of dispersion-supported transmission", J Lightwave Technol., n 10, v 12, p 1720-1727, 1994
- [8] B. Wedding, K. Koffers, B. Franz, D. Mathoorasing, C. Kazmierski, P. Monteiro, J. Matos, "Dispersion-supported transmission at 20 Gbit/s over 53 km standard singlemode fibre", Electron. Lett., n 7, v 31, pp. 566-568, 1995
- [9] J. Chesnoy, B. Clesca, R. Heidemann, B. Wedding, "Ultrahigh bit rate transmission for the years 2000", Electr Commun, n 3rd Quarter, pp 241-250, 1994
- [10] R.F.S. Ribeiro, J.R.F. da Rocha, A.V.T. Cartaxo, H.J.A. da Silva, B. Franz, B. Wedding, "FM response of quantum-well lasers taking into account carrier transport effects", Photonics Technol. Lett., n 8, v 7, pp 857-859, 1995
- [11] D. Schlump, K. Koeffers, W. Poehlmann, H.J. Reichelt, B. Wedding, "10Gbit/s dispersion supported transmission field trial over 123km standard singlemode fibre for HDTV studio interconnection", n 21, v 31, pp 1854-1855, 1995
- [12] B. Franz, W. Pohlmann, B. Wedding, A.J. Ramos, "Field experiments at 10Gbit/s over 80, 160 and 240km of standard singlemode fibre installed between Sesimbra and Lisbon using dispersion supported transmission technique", Electron. Lett., n 21, v 31, pp 1860-1861, 1995
- [13] B. Wedding, B. Franz, K. Koeffers, W. Poehlmann, D. Schlump, A.J. Ramos, "10 Gbit/s dispersion supported transmission on installed standard singlemode fibres", Eur Conf Opt Commun ECOC, v 3, 09/17-21/95, 1995, Sep 17-21
- [14] A. Teixeira, R. Ribeiro, J. da Rocha, "Equaliser optimisation for multilevel Dispersion Supported Transmission systems", Proc. Telec. Research Symposium, UC London, UK, July, 20-21, 1997
- [15] A. Teixeira, R. Ribeiro, J. da Rocha, "Laser optimisation for multilevel Dispersion Supported Transmission systems", LEOS proceedings, San Francisco, California, US, 7-13 Nov. 1997
- [16] B. Wedding, W. Pöhlmann, B. Franz, H. Geupel, " Multi-level dispersion supported transmission at 20Gbit/s over 46km installed standard single mode fibre", ECOC'96 proceedings, 1996, pp. 1.91-1.94
- [17] P. S. Henry, "Lightwave premier", J. Quantum Electron., QE-21, v12, pp.1862-1879, 1985
- [18] S. Fujita, M. Kitamura, T. Torikai, H. Yamada, T. Suzuki, I. Takano, M. Shikada, "10 Gbit/s 100km optical fibre transmission experiment using a high speed MQW FB LD and back illuminated GaInAs APD", Electron. Lett., v25, pp.702-703, 1989
- [19] N. Henmi, T. Saito, M. Yamaguchi, S. Fujita, "10Gbit/s, 100km normal fiber transmission experiment employing a modified prechirp technique", OFC 91 Tech. Dig, San Diego, TuO2, 1991
- [20] Y. Yano et al, "2.62 Terabit/s WDM transmission experiment using optical duobinary coding", ECOC96 proceedings, pp.5.3-5.6, 1996
- [21] R. Ribeiro, Simulação, Análise e Optimização de sistemas ópticos FSK, Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro, 1996
- [22] C. Kazmierski, et al., " 20GHz bandwidth 1.5µm wavelength VUG DFB laser using a zero net strain In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> well active structure grown at constant y", Electron. Letters, Vol. 29, pp. 1290-1291, 1993.
- [23] R. Nagarajan, et al., " High speed quantum-well lasers and carrier transport effects ", J. Quantum Electron., Vol. 28, 1990-2008, 1992
- [24] N. Tessler, et al., "Structure dependent modulation responses in quantum-well lasers", J. Quantum Electron., Vol.28, pp. 2242-2250, 1992
- [25] N. Tessler, et al., " On carrier injection and gain dynamics in quantum well lasers", J. Quantum Electron., Vol.29, 1586-1595, 1993
- [26] L. Nguyen, et al., " A time-domain model for high-speed quantum well lasers including carrier transport effects", J. Select. Topics Quantum Electron., Vol.1, pp. 494-504, 1995
- [27] J. Wang and K. Petermann, " Small signal analysis for dispersive optical fiber communication systems", J. Lightwave Tech., V10, pp. 812-813, 1993
- [28] G. Agrawal and N. Dutta, *Long-wavelength semiconductor lasers*, Van Nostrand Reinhold, New York, 1986
- [29] C. Henry, "Theory of linewidth of semiconductor lasers", J. Quantum Elect., Vol. QE-18, pp. 259-264, 1982
- [30] C. Henry, "Theory of the phase noise and power spectrum of a single mode injection laser", J. Quantum Electron., Vol. QE-19, pp. 1391-1397, 1983
- [31] R. Vodhanel, et al., " Ten-to-twenty Gigabit-per-second modulation performance of 1.5µm distributed feedback lasers for frequency shift keying systems", J. of Lightwave technol., Vol. 7, pp. 1454-1460, 1989
- [32] S. li, et al., "Channel capacity optimization of chirp-limited dense WDM/WDMA systems using OOK/FSK modulation and optical amplifiers", J. of Ligthwave Technol., Vol. 10, pp. 1148-1161, 1992.
- [33] J. Yao, et al., "Strong signal analysis of optical nonlinearities in single-quantum-well and double-heterostructure lasers", Photonics Technol. Lett., Vol.4, pp. 1103-1106, 1992

- [34] A. Cartaxo and J. Morgado, "Impact of fiber nonlinearity on the fiber transfer function of intensity modulation transmission systems", SPIE, Vol 3230, pp. 44-55, 1997
- [35] A. Carlson, *Communication systems*, McGraw-Hill, Third edition.
- [36] A. Teixeira, et al., " Effects of non-ideal frequency modulation on multilevel dispersion supported transmission", IEE conf. Pub. n°451, pp.54-56, 1998

# ***CAPÍTULO 5***

## **Sistemas Monocanal Baseados em Solitões Ópticos**

### ***5.1. Introdução***

Desde a primeira demonstração do possível uso de solitões em comunicações ópticas, o interesse neste método de transmissão tem crescido rapidamente. Este formato de modulação é visto como uma das potenciais soluções para o melhoramento da prestação de sistemas ópticos limitados pela dispersão [1][2]. Como prova da eficiência deste método de transmissão, solitões foram já transmitidos ao longo de distâncias transoceânicas transportando débitos superiores a 20Gbit/s em várias experiências [11][42][43]. No entanto, a sua implementação prática está limitada por diversos fenómenos como a interação de solitões [12]. Para minimizar este efeito, alguns autores já propuseram várias soluções como o controlo da amplitude [13], da fase [14], ou da polarização de solitões vizinhos [15].

Neste capítulo vamos abordar este método de transmissão, começando por derivar o conceito de solitão, as suas propriedades e limitações (secção 5.3 e 5.4). A perturbação

causada pela presença de vários solitões no mesmo meio vai ser estudada partindo de resultados obtidos pela teoria das perturbações [16][3][4] na secção 5.4.6. Com base nestes resultados, é derivada uma formulação geral para determinação analítica da posição dos impulsos afectados de desvios de frequência arbitrários (secção 5.5) [17]. Apresentam-se, na secção 5.6, soluções para minimizar a interacção entre solitões vizinhos desenvolvidas por outros autores. Na secção 5.7, é proposto um novo método para a diminuição dos efeitos da interacção entre solitões [18][19].

Este trabalho é relevante em sistemas de comunicação por solitões, uma vez que neste caso a variação do intervalo de tempo entre os solitões adjacentes, provocada pela interacção, pode levar a uma grande degradação no desempenho do sistema. Idealmente, a posição relativa entre solitões deve manter-se ao longo da propagação na fibra, de modo a produzir sinais mais facilmente recuperáveis no receptor.

## 5.2. Equação de Propagação em Fibras Ópticas

Quando impulsos de potência elevada se propagam numa fibra, a sua forma temporal e o seu conteúdo espectral são afectados simultaneamente por efeitos dispersivos e por efeitos não lineares. Para que possa ser observada a evolução desses impulsos numa fibra, teremos que desenvolver uma equação capaz de descrever o seu comportamento. Partindo das equações de Maxwell, aplicadas ao caso particular de fibras monomodo, pode-se obter uma equação simplificada (ver detalhes na secção 3.4.1).

Assim, a equação de propagação em fibras, designada por equação não linear de Schrödinger (NLSE-Non-Linear Schrödinger Equation) pode ser dada por:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (5.1)$$

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (5.2)$$



em que  $\gamma$  representa o coeficiente não-linear da fibra,  $A_{eff}$  a área efectiva do seu núcleo,  $n_2$  o índice de refração não linear,  $\omega_0$  a frequência de trabalho e  $c$  a velocidade da luz.

A equação (5.1) pode ainda ser simplificada referenciando o tempo a um sistema de eixos que se desloca na fibra à velocidade do impulso, velocidade de grupo ( $v_g$ ). Esta operação matemática vem diminuir o número de termos da função, simplificando-a. Efectuando a mudança de variáveis,

$$T = t - \frac{z}{v_g} \quad (5.3)$$

obtém-se a equação:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (5.4)$$

A equação (5.4) não apresenta uma solução muito fácil, pois trata-se de uma equação diferencial não-linear.

No entanto, esta pode ser resolvida numericamente recorrendo ao já referido SSFM (*Split-Step Fourier Method*) [1] ou a métodos matemáticos mais complexos (secção 3.4.1)

### 5.3. O Solitão e suas Propriedades

A equação (5.4) pertence a uma classe de equações diferenciais que cuja solução exacta pode ser obtida recorrendo ao Método de Dispersão Invertido (*ISM-Inverse Scattering Method*) [1]. A ideia subjacente ao ISM é bastante semelhante à de uma transformada. A principal tarefa neste método é a de identificar no problema em mãos um processo de dispersão, em que a solução procurada é um potencial [1].

De modo a proceder-se à identificação do referido processo, é útil normalizar a equação por forma a obter uma equação com solução conhecida. Com este objectivo definem-se os seguintes parâmetros normalizados:

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{t - \frac{z}{v_g}}{T_0} = \frac{T}{T_0} \quad (5.5)$$

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (5.6)$$

onde  $T_0$  é a largura do impulso (é usualmente definido em conjunto um outro parâmetro,  $T_{FWHM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0 \approx 1.763 T_0$ , que é a largura de impulso a meia potência (FWHM- *Full Width Half Maximum*)),  $P_0$  é a potência de pico do impulso,  $L_D$  é o comprimento de dispersão ( $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$ ),  $L_{NL}$  é o comprimento não-linear ( $L_{NL} = 1/(\gamma P_0)$ ) e  $N$  representa uma combinação adimensional dos parâmetros da fibra e do impulso, mas o seu significado físico neste domínio está ligado à ordem do solitão.

Tendo em conta as definições das equações (5.5) e (5.6), e desprezando as perdas ( $\alpha=0$ ), a equação (5.4) é transformada na seguinte:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U \quad (5.7)$$

Contudo, podermos ainda simplificar mais a equação, tornando-a numa equação conhecida, adoptando impulsos da forma:

$$u = N U = \left( \frac{\gamma T_0^2}{|\beta_2|} \right)^2 A \quad (5.8)$$

A equação resultante é a forma canónica da NLSE.

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (5.9)$$

A equação foi resolvida recorrendo ao ISM [5] (uma descrição simplificada deste método pode ser encontrada em [1]). A equação (5.9) tem como solução o solitão claro,

normalmente designado simplesmente como solitão, sendo este o tipo de solitão que é vulgarmente usado em telecomunicações. Este tipo de solitões existe para valores de  $\beta_2 < 0$ , podendo haver também solitões escuros para o caso de  $\beta_2 > 0$ , sendo estes solução da equação (5.9) afectada de um sinal (-) no segundo termo.

Quando um impulso com envolvente de amplitude inicial dada por

$$u(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau) \quad (5.10)$$

é lançado numa fibra, a sua forma mantém-se inalterada durante a propagação quando  $N=1$ , seguindo um padrão periódico para valores de  $N$  inteiros e maiores que 1. Para este último caso ( $N > 1$ ), a forma do impulsos de entrada é recuperada a distâncias normalizadas  $\xi = m\pi/2$ , onde  $m$  é um número inteiro. O impulso correspondente ao valor de  $N=1$ , é vulgarmente denominado por solitão fundamental, enquanto que os impulsos correspondentes a ordens superiores são vulgarmente denominados de solitões de ordem superior. O solitão fundamental é o que tem atraído maiores atenções em telecomunicações pelo facto de permanecer inalterado com a propagação.

Para este impulso, com base nas propriedades dos solitões de ordem superior, poderemos definir uma distância característica, o período do solitão ( $z_0$ ), como sendo o mais curto dos períodos atrás referidos,  $\xi = \pi/2$ , que resulta em unidades reais na expressão:

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} = 0.322 \frac{\pi T_{FWHM}^2}{2 |\beta_2|} \quad (5.11)$$

A Figura 1 ilustra o comportamento de um solitão de segunda e outro de terceira ordem, demonstrando a periodicidade deste tipo de solitões. Estes resultados foram obtidos por simulação da propagação recorrendo ao SSFM [1] ao longo de um comprimento de dispersão.

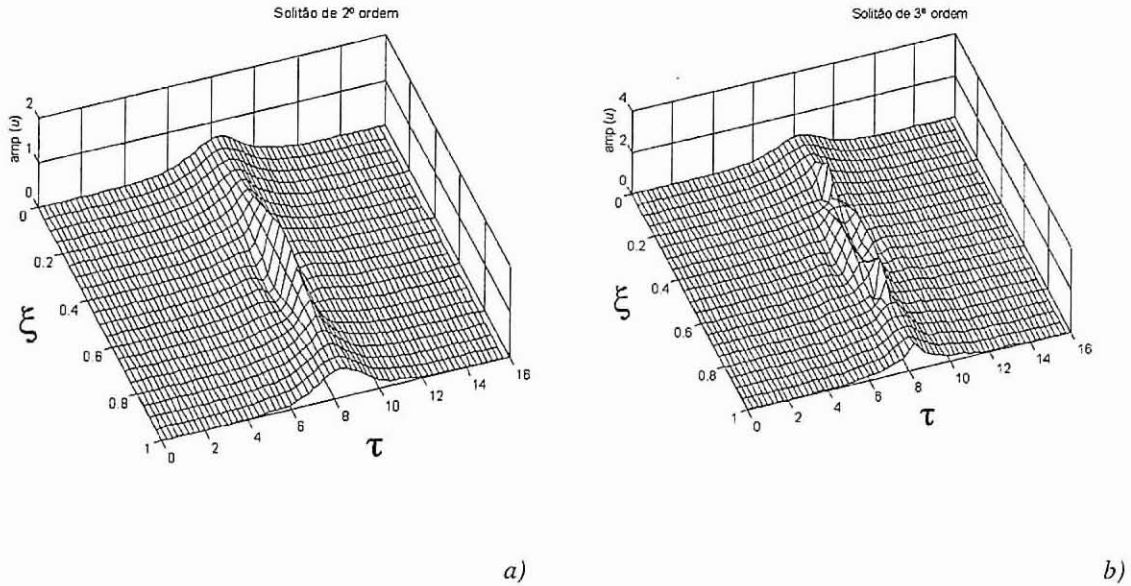


Figura 1- Propagação de um solitão de 2ª ordem em a) e um de 3ª ordem em b).

Os solitões de ordem superior apresentam comportamentos menos monótonos que o solitão fundamental, devido essencialmente ao valor do seu pico de potência ser superior. Este facto aumenta os efeitos não lineares e altera o balanço entre as não linearidades da fibra aliadas ao efeito de Kerr e a velocidade de dispersão de grupo (GVD-*Group Velocity Dispersion*), que se reajustam por forma a se compensarem mutuamente e gerar um novo equilíbrio dinâmico [1].

Se integrarmos directamente a equação (5.9) com base num impulso geral, obtemos a solução bem conhecida,

$$u(\xi, \tau) = \text{sech}(\tau) \exp(i\xi/2) \quad (5.12)$$

no caso do solitão fundamental. Esta solução demonstra as propriedades fundamentais deste tipo de impulsos e as razões que o tornam tão atraente para as telecomunicações. Se o impulso de entrada tiver a forma de uma *sech*, a largura e amplitude de pico estiverem relacionadas de modo a que  $N=1$ , as não linearidades são completamente balanceadas pela GVD e o impulso apenas sofre uma acumulação de fase com a propagação.

Alguns parâmetros que interessam ainda caracterizar neste tipo de impulsos, são a sua representação no domínio temporal e espectral em unidades reais, a sua energia ( $E$ ) e a sua largura espectral a meia altura ( $\Delta\Omega_{FWHM}$ ) [58]:

$$A(z,t)=\sqrt{P_0} \operatorname{sech}\left(\frac{t-\beta_1 z}{T_0}\right) \exp\left(i \frac{z}{2L_D}\right) \quad (5.13)$$

$$A(z,\Omega)=\pi T_0 \sqrt{P_0} \operatorname{sech}\left(\frac{\pi}{2} \Omega T_0\right) \exp\left(i \left(\beta_1 \Omega + \frac{1}{2L_D}\right) z\right) \quad (5.14)$$

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} |A(z,t)|^2 dt = 2P_0 T_0 \quad (5.15)$$

$$\Delta\Omega_{FWHM} = \frac{4\ln(1+\sqrt{2})}{\pi T_0} \cong \frac{1.12}{T_0} \quad (5.16)$$

Uma questão que se torna pertinente é a da estabilidade do impulso na fibra. Por exemplo, se o solitão à entrada da fibra estiver perturbado, factor normal nos sistemas práticos, que condições é que irão variar. A resposta a essa e muitas outras questões não é simples, mas podem ser encontradas algumas na literatura actual [1][2]. Neste trabalho, as respostas a estas questões não serão aprofundadas, sendo apenas apresentada uma resenha das que foram consideradas mais relevantes para o melhor entendimento do tema.

Embora um solitão fundamental requeira uma forma e amplitude bastante específica, este adapta-se perfeitamente perante algumas perturbações. Se houver alteração da forma, ou até da potência de pico do impulso, o impulsos tenderá, ajustando-se na largura e na potência, para o solitão de ordem  $N$ . Assim, um solitão de ordem  $N$  pode ser gerado quando o valor de  $N$  do solitão de entrada se encontrar entre  $N \pm 0.5$  [1]. Para estes casos a amplitude e largura do impulso oscilarão inicialmente e tornar-se-ão num solitão de ordem  $N$  inteira. Contudo, este processo normalmente leva à geração de ondas dispersivas, que podem ser problemáticas nos impulsos vizinhos e portanto no desempenho do sistema, devendo por isso ser minimizadas. Este processo de adaptação é importante em sistemas de comunicações, pois a presença de diversos fenómenos perturbadores (eg. as perdas) pode levar a que se crie um regime de propagação em que o

impulsos não se mantêm completamente inalterado, mas no entanto é sempre recuperável (refiro-me ao regime adiabático).

Uma outra característica importante deste método de transmissão, está relacionada com o facto de este tipo de impulsos ser passível de geração tendo por base lasers de semiconductor.

Menyuk estudou a robustez dos solitões e concluiu que existem dois tipos de perturbações que podem afectar os solitões [6]: as hamiltoneanas, em que a energia é conservada (incluem a dispersão de ordem superior, o *self-steeping* e a birrefringência), e as dissipativas que permitem propagação estável alterando no entanto a forma (incluem as perdas na fibra e a dispersão estimulada de Raman).

Estes fenómenos podem ser contabilizados na equação (5.9), através da inclusão de alguns termos ( $N_d$ - correspondente aos fenómenos dissipativos e  $N_h$ - correspondente às perturbações hamiltonianas):

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = N_d(u) + N_h(u) \quad (5.17)$$

Os efeitos não lineares de ordem superior (nos quais se incluem o efeito de Raman, o *self-steeping* e a birrefringência) apenas começam a ter valores apreciáveis para impulsos com larguras temporais muito estreitas ( $T_{FWHM} < 5\text{ps}$ ) e aumentam o seu peso com a diminuição deste factor.

O efeito de Raman tem origem na dispersão estimulada de Raman e provoca uma transferência contínua de energia das componentes de frequência mais altas para as de menor frequência do impulso. O parâmetro que contempla normalmente este efeito é  $T_r$  ( $\cong 5\text{fs}$ ) e podendo ser incluído na NLSE através do termo:

$$N_d(u) = \frac{T_r}{T_0} u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} \quad (5.18)$$

Este fenómeno provoca um desvio para o vermelho do espectro do solitão fundamental atrasando-o no tempo.

O *self-steepening* resulta da dependência que o índice de refração não linear da fibra tem da frequência, que origina um atraso do pico do impulso relativamente às suas componentes laterais, na direcção da sua parte mais atrasada. Podemos considerar este efeito através do termo

$$N_h(u) = -i \frac{1}{\omega_0 T_0} \frac{\partial(|u|^2 u)}{\partial \tau} \quad (5.19)$$

onde  $\omega_0$  é a frequência de trabalho. Para este fenómeno, o impulso aparece então centrado em  $\tau = \xi/(\omega_0 T_0)$ , em vez de se manter numa posição fixa ( $\tau=0$ ).

A birrefringência deve-se a pequenas imperfeições na geometria da fibra, que resultam em diferentes índices de refração nos eixos de propagação, implicando isto diferentes velocidades de propagação ( $\beta_x \neq \beta_y$ ).

Os efeitos dispersivos de ordem superior, aparecem normalmente em condições muito específicas: propagação perto do comprimento de dispersão nulo; impulsos de duração muito curta (centenas de fento-segundos); quando a aproximação de banda estreita ( $\Delta\Omega_{FWHM} \ll \omega_0$ ) deixa de ser válida. Estes podem ser tomados em conta pelo factor

$$N_h(u) = -i \operatorname{sgn}(\beta_3) \frac{|\beta_3|}{6|\beta_2|T_0} \frac{\partial^3(u)}{\partial \tau^3} \quad (5.20)$$

quando  $\beta_2 \neq 0$ , sendo a NLSE, para o caso contrário, dada por:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} - i \operatorname{sgn}(\beta_3) \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + |u|^2 u = 0 \quad (5.21)$$

onde  $\xi'$  está agora relacionado com o comprimento de dispersão de ordem superior,  $L'_D = T_0^3 / |\beta_3|$ . Este fenómeno distorce o impulso gerando uma assimetria caracterizada por ondulações na frente ( $\beta_3 > 0$ ) ou atrás ( $\beta_3 < 0$ ) ou por vezes um ligeiro atraso.

As perdas, que são uma constante nos sistemas actuais, provocam uma redução da amplitude do impulso quando este se propaga. No entanto, dadas as propriedades destes impulsos, não só a amplitude sai afectada, mas também a largura do impulso é aumentada. Para se considerarem as perdas tomamos o seguinte termo:

$$N_d(u) = -i \frac{\alpha L_D}{2} u \quad (5.22)$$

em que  $\alpha$  representa o coeficiente de atenuação da fibra.

A NLSE pode ser resolvida pelo ISM, tratando as perdas como uma pequena perturbação,  $\alpha L_D \ll 1$ , e resulta na seguinte solução para o solitão fundamental [2]:

$$u(\xi, \tau) = \exp(-\alpha L_D \xi) \text{sech}(\exp(-\alpha L_D \xi) \tau) \exp\left(i \frac{1}{4\alpha L_D} [1 - \exp(-2\alpha L_D \xi)]\right) \quad (5.23)$$

Daqui consegue-se inferir que a amplitude decresce exponencialmente com a propagação e a largura aumenta na mesma proporção, mantendo assim o produto amplitude  $\times$  largura, bem como a forma do impulso.

#### 5.4. Limites Impostos à Propagação de Solitões Monocal

Devido às suas propriedades, os solitões, apresentam algumas limitações que lhes são próprias e outras que são comuns aos demais impulsos usados em sistemas de comunicação ópticos. Exemplos são a compensação de perdas, que impõe certos limites no espaçamento entre amplificadores, a acumulação de ruído, o *jitter* de Gordon-Haus, o



*jitter* acústico, o *jitter* da dispersão dos modos de polarização e a interacção entre impulsos.

#### 5.4.1. Compensação das Perdas

Para compensar as perdas da fibra, teremos que introduzir amplificadores na transmissão. Para o caso de  $\alpha L_D \ll 1$  e  $L_D \gg L_A$  ( $L_A$  distância entre amplificadores), como é exemplo a amplificação de Raman [7], a área do solitão é preservada ao longo da propagação (chamado regime adiabático ou quasi-adiabático). Neste regime, a forma do solitão não é muito distorcida apesar das perdas de energia, e a propagação dos impulsos pode ser feita por muitos amplificadores sem que o impulso sofra grande distorção. Uma vez que a propagação, neste caso, é regida pela energia média do solitão, é usual chamar-se ao impulso neste regime como solitão médio.

O fenómeno de amplificação localizada pode ser tomado em consideração escrevendo novamente o termo de perdas, considerando agora  $N_A$  amplificadores ópticos separados por  $\xi_A = L_A/L_D$  e com ganho em potência  $G = \exp(\alpha L_A)$ :

$$N_d(u) = -i \frac{\alpha L_D}{2} u + i (\sqrt{G} - 1) \sum_{m=1}^{N_A} \delta(\xi - m \xi_A) u \quad (5.24)$$

a função de Dirac ( $\delta$ ) contabiliza a natureza localizada dos amplificadores.

No entanto, o solitão tem neste caso que ter a sua potência à entrada da fibra ( $P_{in}$ ) reajustada de modo a que a média da energia normalizada do impulso seja unitária.

$$P_{in} = \frac{G \ln G}{G - 1} P_0 \quad (5.25)$$

Deste modo a amplitude normalizada do impulso ao longo da propagação,  $a(\xi)$ , é dada por:

$$a(\xi) = \begin{cases} a_{in} \exp(-0.5\alpha L_D (\xi - m\xi_A)) & m\xi_A < \xi < (m+1)\xi_A \\ a_{in} & \xi = m\xi_A \end{cases} \quad (5.26)$$

onde  $a_{in} = \sqrt{P_{in}}$ .

A natureza média do solitão mantém-se bastante exacta até um valor de  $\xi_A=0.2$  [1]. Daqui pode tirar-se uma primeira aproximação para o valor real de  $L_A < 0.2L_D$ . Se relacionarmos estes valores com o débito binário de uma sequência,  $B=2q_0T_0$ , em que  $2q_0$  é a separação temporal normalizada entre impulsos consecutivos de uma sequência, poderemos obter uma desigualdade útil para o desenho de sistemas deste tipo:

$$B^2 L_A < \frac{1}{20|\beta_2|q_0} \quad (5.27)$$

Se concretizarmos a expressão (5.27) com  $q_0=5$ ,  $\beta_2=-1\text{ps}^2/\text{km}$  e  $L_A=50\text{km}$ , temos que ter um débito  $B < 6\text{Gbit/s}$ , que é manifestamente pequeno.

#### 5.4.2. Acumulação de Ruído

Como foi abordado já na secção 3.2.2, os amplificadores ópticos não só amplificam o sinal, como também adicionam ruído. Considerando uma cadeia com  $N_A$  amplificadores e um filtro óptico no receptor de largura de banda  $B_0$ , o ruído total recebido, se as perdas forem exactamente compensadas, é dado por  $N_A B_0 \eta_{sp} (G-1) h \nu$  (onde  $h$  é a constante de Plank,  $\nu$  a frequência da portadora,  $\eta_{sp}$  é o factor de emissão espontânea e  $G$  o ganho do amplificador).

A energia de cada solitão, para o caso de um solitão médio, é dada por

$$E_{sm} = \frac{2|\beta_2|}{\gamma} \frac{1.763 a_{in}}{T_{FWHM}} \quad (5.28)$$

obtido a partir das equações (5.6) para  $N=1$ , (5.15) e (5.25).

A potência média de um conjunto de solitões a codificarem uma sequência de “1” e “0” com igual probabilidade é  $BE_{sm}/2$ . Assim, para mantermos uma relação sinal ruído especificada, SNR, teremos que restringir os impulsos no tempo da seguinte forma [58]:

$$T_{FWHM} \leq 1.763 \frac{a_{in}^2 B |\beta_2|}{N_A \gamma} \frac{SNR}{B_0 h f \eta_{sp} (G-1)} \quad (5.29)$$

Supondo uma qualidade mínima a ser garantida na transmissão,  $Q=1/2SNR^{1/2}$  e considerando o ruído branco gaussiano, poderemos determinar a largura do impulso que satisfaz a qualidade exigida para o sistema em causa ( $Q=6 \Rightarrow BER=10^{-9}$ ).

#### 5.4.3. Efeito de Gordon-Haus

Além da degradação da relação sinal ruído do sinal, a acumulação de ruído gera um conjunto de outros fenómenos, que também são limitativos e no entanto, não são tão evidentes. As mudanças aleatórias na frequência de cada impulso de uma sequência, bem como, indirectamente através das mudanças na amplitude de cada impulso traduzidas em desvios de frequência através do efeito de Kerr, cada impulso da mesma sequência vai viajar a uma velocidade diferente (devido à presença da dispersão). Deste modo vamos ter na mesma sequência diversos impulsos a velocidades diferentes, causando, à chegada, um espalhamento temporal (*jitter*), conhecido como o *jitter* de Gordon-Haus. A variância deste tipo de *jitter* pode ser calculada recorrendo ao ISM considerando este fenómeno como uma pequena perturbação, e pode ser dada por [22]:

$$\sigma_{GH}^2 = \frac{\eta_{sp} F_G \gamma \lambda D}{9 T_0 L_A} (N_A L_A)^3 \quad (5.30)$$

Onde  $F_G=(G-1)^2/(G\ln(G))$ . Admitindo um *jitter* temporal com  $\sigma_{GH}<\eta_i/B$ , obtemos um novo limite imposto pelo *jitter* de Gordon-Haus dado por:

$$(BN_A L_A)^3 < \frac{9\eta_i^2 L_A}{\eta_{sp} 2q_0 F_G \gamma \lambda h D} \quad (5.31)$$

Assim, para um  $\gamma=3$  (Wkm)<sup>-1</sup>,  $D=1$ ps/nmkm,  $\eta_{sp}=2$ ,  $L_A=50$ km,  $B=10$ Gbit/s,  $q_0=5$ ,  $F_G=3.518$  ( $\alpha=0.2$ dB/km),  $\eta_i=0.1$ , teremos uma máxima distância de transmissão correspondente a  $N_A=52$  (equivalentemente  $N_A L_A=2600$ km).

Este fenómeno pode ser controlado recorrendo ao uso de filtros ópticos [1].

#### 5.4.4. Efeito do Jitter Acústico

Este fenómeno advém directamente do facto do campo óptico se confinar ao núcleo da fibra e criar um gradiente radial [1]. Este gradiente gera ondas acústicas, que causam indirectamente variações de duração aproximadamente 2ns no índice de refração da fibra. Assim, para os débitos binários actuais (10Gbit/s) um solitão pode afectar dezenas de solitões na sua vizinhança. Uma vez que a sequência de ocorrências de presença ou ausência de impulsos é um fenómeno aleatório, os desvios sofridos pelos impulsos vão ser estes também aleatórios, mas de cariz determinístico. Assim, para uma fibra de  $A_{eff}=35\mu\text{m}$  e  $B>2$ bit/s, o desvio padrão do *jitter* acústico pode ser aproximado por [1]:

$$\sigma_{ac} = 1.38 \times 10^{-8} \sqrt{B^3 - 1.18B^2} D^2 (N_A L_A)^2 \quad (5.32)$$

onde as grandezas de  $B$ ,  $D$  e  $L$  são respectivamente dadas em Gbit/s, ps/nmkm e km.

Assim mais um limite se pode determinar para um dado  $\sigma_{ac[\text{ps}]}=\eta_{ac} \times 10^3 / B_{[\text{Gbit/s}]}$ :

$$N_A L_A < \frac{0.26 \times 10^6 \sqrt{\eta_{ac}}}{BD^4 \sqrt{B-1.18}} \quad (5.33)$$

Assim, para um  $B=10\text{Gbit/s}$ ,  $D=0.4\text{ps/nmkm}$ ,  $L_A=50\text{km}$ , e  $\eta_{ac}=0.0656$  temos  $N_A \cong 200$ .

Este fenómeno não é tão limitativo, na generalidade, como o *jitter* de Gordon-Haus, mas torna-se relevante para dispersões elevadas. No entanto, dada a sua natureza determinista pode sempre controlar-se movendo a janela de observação, ou introduzindo filtragem de linha.

#### 5.4.5. Dispersão dos Modos de Polarização

Se não for usada multiplexagem na polarização, os solitões que entram numa fibra têm todos o mesmo estado de polarização. No entanto, a adição de ruído na amplificação, além de provocar alterações na frequência e na amplitude, também causa variações no estado da polarização. Devido à birrefringência da fibra, os impulsos vão viajar com velocidades diferentes determinadas por um fenómeno aleatório, que resulta naturalmente num *jitter* na detecção. Este *jitter*, normalmente caracterizado pelo parâmetro  $D_p$ , em conjunto com a emissão espontânea pode ser determinado por [1]:

$$\sigma_{pol}^2 = \frac{\pi \eta_{sp} F_G h \Omega_0}{32 P_0 T_0} D_p N_A^2 L_A \quad (5.34)$$

Assim pode estabelecer-se mais um limite para a transmissão de solitões considerando um determinado *jitter*,  $\sigma_{pol} = \eta_{pol}/B$ :

$$N_A L_A < \frac{32 P_0 T_0 \eta_{pol}}{\pi \eta_{sp} F_G h \nu D_p L_A B} \quad (5.35)$$

onde  $\nu$  é a frequência de operação. Assim, para um  $F_G=3.518$  ( $\alpha=0.2\text{dB/km}$ ),  $L_A=50\text{km}$ ,  $B=10\text{Gbit/s}$ ,  $D_p=0.2\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ ,  $\eta_{sp}=2$  e  $\eta_{pol}=3.8\times 10^{-3}$  temos  $N_A=200$ . Daqui pode concluir-se que para valores de  $D_p$  não muito superiores a este, e débitos comparáveis, não são previsíveis grandes problemas. No entanto, este fenómeno pode ser importante em fibras com valores de  $D_p$  maiores e já instaladas, sujeitas a variações de temperatura e outras condições, que alteram grandemente magnitude e implicações deste fenómeno.

#### 5.4.6. Interacção entre Solitões

Um solitão, na sua definição fundamental apresenta-se como uma forma de onda que se encontra completamente só a propagar num meio não linear. Contudo, foi provado e observado [8]-[10], que impulsos semelhantes ao solitão fundamental se podem propagar e coexistir num mesmo meio não linear, comportando-se aproximadamente como solitões. Devido a este facto tais impulsos também se designam por solitões.

Em sistemas de comunicações, os dados são em princípio sequências longas de bits, cuja proximidade é dependente do débito. Então, se for usado o impulso com uma envolvente de solitão, por forma a aproveitar a suas características de estabilidade, este, necessariamente, será acompanhado de muitos outros impulsos semelhantes. O aumento constante de débitos no emissor, requer uma crescente proximidade dos impulsos que pode resultar em alterações no comportamento dos solitões. Dado o interesse deste assunto, ele irá merecer neste trabalho especial evidência.

A propagação simultânea de diversos impulsos numa fibra, vai provocar alterações no comportamento notada através da sua interacção [8]-[10]. Esta interacção, pode provocar desvios temporais suficientemente grandes capazes de degradar a informação que estes transportam.

O débito de informação binária ( $B$ ), pode ser relacionado com alguns parâmetros dos solitões da seguinte forma:

$$B = \frac{1}{2q_0 T_0} \approx \frac{0.88}{q_0 T_{FWHM}} \quad (5.36)$$

em  $2q_0$  é a separação temporal (normalizada em relação a  $T_0$ ) entre dois bits.

O estudo do fenómeno de interacção entre solitões pode ser feito recorrendo ao ISM [5][13][20], à teoria das perturbações [16] ou à simulação. A solução para este problema mostra que este processo é afectado pelos diversos parâmetros de propagação, como por exemplo: a separação inicial, a fase relativa, a amplitude relativa, a frequência relativa. A Figura 2 mostra o diagrama de propagação de dois impulsos com as mesmas características, em que apenas a sua posição temporal inicial difere. A propagação foi simulada recorrendo ao SSFM.

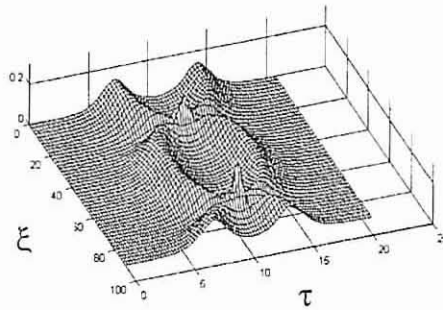


Figura 2- Propagação de dois impulsos ao longo de uma fibra de comprimento  $90L_D$ , com separação temporal inicial  $2q_0 = 7$ .

A Figura 2 ilustra o processo, apresentando um período completo do processo, que, para o caso de dois solitões com as mesmas características de amplitude e fase, é cíclico.

Os solitões partem de uma posição determinada pela fonte. Nesse ponto, as forças de interacção são grandes e provocam a atracção dos impulsos. Com a aproximação, a aceleração relativa vai diminuindo. O solitão mais atrasado é adiantado, e, simetricamente, o solitão mais avançado é atrasado, pela interacção atractiva. Após terem percorrido a mesma distância, em sentidos inversos, eles encontram-se gerando o processo de colisão, onde a energia é concentrada num só impulso. Após a colisão, os solitões separam-se num processo inverso, invertendo as posições temporais. Este

processo repete-se assim que estes atingem a distância que os separava inicialmente. Para o caso de três ou mais solitões, a situação é em tudo semelhante, apenas difere no facto de que as colisões e aproximações se iniciam pelos solitões mais exteriores à sequência, e, como tal, em tempos distintos dependentes do número de impulsos da sequência.

O problema da interacção entre solitões pode ser estudado resolvendo a NLSE numericamente, considerando como entrada um par de solitões desfasados no tempo. No entanto podemos observar melhor fisicamente o processo se recorrermos uma vez mais aos resultados do ISM [16][20].

O problema da interacção de solitões pode ser interpretado como um problema de mecânica, onde os solitões representam uma massa que é proporcional à sua energia [30]. Entre eles jogam forças que variam exponencialmente com o espaçamento temporal ( $2q$ ) e sinusoidalmente com a sua fase relativa ( $2\psi$ ). Recorrendo ao ISM para a resolução da NLSE, podemos encontrar uma solução para as forças entre dois solitões vizinhos viajando sós numa fibra não linear [16][20]. A solução do problema resulta, após algumas aproximações, nas equações diferenciais seguintes.

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} = -4 \exp(-2q) \cos(2\psi) \quad (5.37)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} = 4 \exp(-2q) \sin(2\psi) \quad (5.38)$$

Quando os solitões têm as mesmas características iniciais de amplitude e fase ( $2\psi=0$ ), e se encontrarem separados inicialmente por  $2q_0$ , a solução pode ser encontrada das equações (5.37) e (5.38):

$$e^{(2(q-q_0))} = \cos^2(2\xi e^{-q_0}) \quad (5.39)$$

Da equação (5.39) pode-se observar o cariz periódico que foi também apresentado nas simulações da Figura 1. De facto, o valor do período,  $\xi_p$ , coincide com o período do termo  $\cos^2(2\xi e^{-q_0})$ , ou seja pode ser obtido pela resolução da igualdade  $2\xi e^{-q_0} = \pi/2$ :



$$\xi_p = \frac{\pi}{2} \exp(q_0), z_p = z_0 \exp(q_0) \quad (5.40)$$

onde  $\xi_p$  é o período normalizado de colisão e  $z_p$  é o período de colisão em unidades físicas.

Este resultado é aproximado, mas soluções mais rigorosas podem ser obtidas [20].

Naturalmente que o desvio temporal dos impulsos em relação ao eixo de referência vai causar problemas nos sistemas de transmissão, especialmente a nível de detecção, se for pressuposto que as colisões não devem acontecer durante a transmissão (aumentam a probabilidade de saturação de ganho, interferência de padrão, interferência entre canais vizinhos, e outros). Por outro lado, mesmo sabendo que este desvio é determinístico, os impulsos na recepção terão desvios temporais que serão dependentes da sequência de dados, que é aleatória. Portanto, o receptor irá ver este fenómeno como uma fonte de *jitter* e a recuperação correcta do sinal de relógio, bem como a determinação do instante de decisão que minimiza a taxa de erros (BER-*Bit Error Rate*) vai ser dificultada.

Assim, este fenómeno resulta numa limitação para este tipo de sistemas. Assumindo que a distância de transmissão terá que, na ausência de controlo da interacção, ser muito menor que o período de interacção, temos:

$$B^2 L_T < \frac{\pi \exp(q_0)}{8 q_0^2 |\beta_2|} \quad (5.41)$$

onde  $L_T$  é o comprimento total da ligação. Assim para uma separação entre impulsos de  $2q_0=10$ ,  $\beta_2=-1\text{ps}^2/\text{km}$  e  $B=10\text{Gbit/s}$  temos ter  $L_T < 3000\text{km}$ , ou seja em  $L_T = 2300\text{km}$ . Se  $2q_0=12$ ,  $L_T < 6200\text{km}$ , que é muito superior à situação de  $2q_0=10$ . Deste modo, são necessárias separações entre impulsos relativamente elevadas para que haja transmissão a longas distâncias, implicando isto impulsos estreitos ou débitos baixos.

Dada a importância deste fenómeno, várias ideias têm vindo a ser exploradas para minimizar, ou até evitar, este efeito, controlando os factores de que depende este

processo. O caso da distância inicial [1], a fase inicial [14], a polarização [15], o efeito conjunto da fase e da polarização [15], a amplitude [13], a conjugação óptica de fase [23], dispersão de ordem superior [24], efeitos não lineares de ordem superior [24], filtros deslizantes [25][26], modulação de fase [27] e outros métodos. Um novo método será introduzido e desenvolvido na secção 5.7 [18][19] onde se explora a dependência deste fenómeno dos desvios de frequência iniciais, efeito estudado na secção seguinte (secção 5.5). Na secção 5.6 será efectuada uma resenha de outros métodos acima referidos.

### **5.5. Efeitos de um Desvio de Frequência na Interação de Solitões**

O efeito de um desvio de frequência num impulso pode ser estudado para o caso de um impulso isolado, e para o caso de vários impulsos propagando na mesma fibra. Esse desvio de frequência, vai certamente afectar a propagação dos impulsos e o mecanismo de interacção. Esta secção, tem por objectivo fazer um estudo aprofundado destes efeitos.

O principal objectivo destes estudos é o de determinar uma equação que, de alguma forma, possa descrever a trajectória dos solitões sem ter que recorrer a estudos numéricos. Uma vez que existem mudanças não lineares rápidas nos impulsos quando perto da colisão, o passo para aplicação do SSFM terá que ser bastante pequeno ( $\sim z_p/250$ ) para que haja uma boa precisão nos resultados obtidos. Deste modo, as simulações podem consumir bastantes recursos computacionais e pouca flexibilidade é obtida dos resultados. Uma formulação analítica é assim de grande interesse prático.

Um impulso torna-se num solitão quando parâmetros como a amplitude, forma, fase de uma onda satisfazem a NLSE. Por forma a obter uma melhor noção do comportamento de um solitão em sistemas práticos, devemos considerar variações nos seus parâmetros. Vários parâmetros foram já estudados [13]-[15], mas o de um desvio de frequência no impulsos ainda não teve o devido destaque.

Se  $u(\xi, \tau)$ , equação (5.12), é uma solução de um determinado sistema regido pela NLSE,  $Au(A^2\xi, A\tau)$  será também solução, bem como a mesma função atrasada. Deste modo,

podemos transformar a equação (5.12), numa equação mais geral, onde alguns parâmetros de liberdade são introduzidos, mantendo, no entanto, a sua propriedade fundamental de ser solução da NLSE:

$$u(\xi, \tau) = A \operatorname{sech}[A(\tau - v\xi) - q_0] \exp \left[ iv\tau + \frac{i}{2}(A^2 - v^2)\xi + i\Psi_0 \right] \quad (5.42)$$

onde  $A$  é um factor de amplitude e largura simultaneamente,  $v$  é um desvio de frequência normalizado em relação à velocidade de grupo,  $\Psi_0$  a fase inicial.

Para esta equação mais geral, vamos concentrar-nos no efeito de um desvio de frequência no comportamento de solitões.

#### 5.5.1. Desvio de Frequência num Impulso Solitário

Um desvio de frequência resultará, para um impulso solitário, num movimento de atraso ou avanço relativamente ao eixo de referência que se desloca à velocidade de grupo. Dependendo da frequência do impulso ( $f$ ) em relação à frequência nominal ( $f_0$ ), o solitão será forçado a um avanço ( $f - f_0 > 0$ ) ou atraso ( $f - f_0 < 0$ ) ou estacionaridade ( $f - f_0 = 0$ ).

Vamos assumir que a forma do impulso não vai ser afectada, pois o desvio de frequência é sempre muito pequeno em relação à frequência de referência.

Pode-se obter uma expressão para o atraso/avanço ( $\Delta t$ ) do impulso em relação ao eixo já referido e em unidades físicas, apenas dependente dos parâmetros da fibra:

$$\Delta t = \Delta\lambda DL \quad (5.43)$$

Esta expressão mostra que o impulso afectado de um desvio de frequência sofre um atraso/avanço proporcional ao comprimento do canal de transmissão, ao factor de dispersão e à diferença de frequências/comprimentos de onda entre o impulso e a referência. Este é o mecanismo principal nas fontes de *jitter* originadas em desvios de frequência.

A equação (5.43), pode ser simplificada e resulta em:

$$v = \Delta\omega T_0 = 2\pi\Delta f T_0 = 2\pi \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda T_0 \quad (5.44)$$

Devemos notar que neste caso a velocidade refere-se ao desvio temporal em função da distância percorrida.

### 5.5.2. Um Par de Solitões na Presença de Desvios de Frequência

Várias simulações foram efectuadas com vista a obter um conhecimento empírico profundo acerca do comportamento de solitões quando submetidos a desvios de frequência. Destas simulações foi concluído que haveria duas zonas de interacção distintas. Uma destas corresponde ao caso de pequenos desvios de frequência, onde o comportamento é semelhante ao da interacção simples de dois solitões iguais separados no tempo (5.5.2.1). Outra para desvios grandes de frequência, provocam comportamentos algo semelhantes ao caso do solitão isolado animado de um desvio de frequência, caso estudado na secção 5.5.2.2. O conceito de pequeno e grande desvio de frequência vai ser definido no trabalho que se segue.

#### 5.5.2.1 Efeito de Pequenos Desvios de Frequência

O pior caso de interacção ocorre para um par de solitões vizinhos com a mesma amplitude, fase e polarização. Estas condições resultam numa atracção mútua causando colisões periódicas ao longo da fibra, como de resto já foi abordado na secção 5.4.6.

Considerando dois solitões com a mesma fase, amplitude e polarização, propagando-se na mesma fibra, com as suas frequências deslocadas da frequência central em direcções opostas por uma pequena quantia ( $\pm\Delta f$  ou em unidades de solitões,  $\pm v$ ), a amplitude complexa para o campo total à entrada da fibra é dado por:

$$u(t,0) = \text{sech}(\tau - q_0)e^{iv\tau} + \text{sech}(\tau + q_0)e^{-iv\tau} \quad (5.45)$$

A variação da fase e da posição dos solitões, quando estes não estão muito próximos um do outro obedece as equações (5.37) e (5.38). Partindo deste sistema de equações diferenciais, considerando a diferença de inicial nula ( $\Psi_0=0$ ) e a diferença de fase reduzida durante a propagação, obtém-se a seguinte relação:

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} = -4 \exp(-2q) \quad (5.46)$$

em que  $q$  representa a posição do centro do impulso.

Apesar da solução não ser trivial, existe uma família de curvas que verifica os parâmetros de propagação, pelo menos até à primeira colisão:

$$q = \ln(k_1 |\cos(k_2 a \xi + k_3)|) \quad (5.47)$$

$k_{i \ i=1,2,3}$  podem ser determinados forçando as condições iniciais que são conhecidas e  $a=2\exp(-q_0)$ . As condições iniciais deste sistema, estão relacionadas com o espaçamento entre os solitões dado pelo débito binário da fonte, e com os desvios de frequência forçados pelo modulador. Assim, estas podem expressar-se nas seguintes equações:

$$q(0) = q_0 \quad (5.48)$$

$$\frac{\partial q}{\partial \tau}(0) = -v \quad (5.49)$$

Os desvios de frequência relativamente ao eixo de referência são tomados como de igual valor e de sinais contrários de modo a que sejam simétricos os efeitos. Esta aproximação vem simplificar a análise, uma vez que o comportamento para os dois solitões é simétrico. Esta conclusão não é trivial, mas foi tirada por exaustivas simulações da situação em estudo e foi também assumida por outros autores [20]. Obtemos desta forma uma única equação, que por simetria, vai representar os efeitos nos dois solitões, e vai ser válida aproximadamente até à ocorrência da primeira colisão.

$$k_1 = \frac{2}{a\sqrt{1-(s)^2}}, k_2 = \sqrt{1-(s)^2} \text{ e } k_3 = -\sin^{-1}(s) \quad (5.50)$$

onde  $s = 2\Delta f T_0 \xi_p = v/a$ .

Para verificarmos se estas soluções realmente verificam as condições iniciais, foram tirados os limites para o caso de impulsos sem desvio de frequência. Caso estes resultados coincidam com os resultados apresentados na secção 5.4.6, poderemos afirmar que estes são uma expansão dos mesmos.

Os limites dos parâmetros anteriores quando  $v \rightarrow 0$  ( $s \rightarrow 0$ ) são ,

$$\lim_{v \rightarrow 0} (k_1) = \frac{2}{a}, \lim_{v \rightarrow 0} (k_2) = 1 \text{ e } \lim_{v \rightarrow 0} (k_3) = 0.$$

Estes valores coincidem com os resultados apresentados em [20], validando assim em parte a solução desenvolvida.

De modo a simplificar a solução, e apresentá-la numa forma em que os parâmetros possam ser relacionados com parâmetros visualizáveis da trajectória, foi feita alguma manipulação algébrica.

A posição normalizada do impulso pode então ser dada por:

$$q(\xi) = q_0 + q_s + \ln \left| \cos \left( \frac{\pi}{\xi_p} e^{-q_s} \xi + \phi_s \right) \right| \quad (5.51)$$

Onde  $q_s = -\ln(1-s^2)/2$  é o deslocamento adicional induzido pelo desvio de frequência e  $\phi_s = -\sin^{-1}(s)$  é um desvio de fase na trajectória introduzido pelo desvio de frequência inicial.

A Figura 3 mostra os efeitos de um desvio de frequência na trajectória de um solitão (equação (5.51)). A presença de um desvio de frequência pode causar uma repulsão ou uma atracção inicial, dependendo do sinal do desvio,  $\Delta f$ , aplicado ao solitão,

traduzindo-se este efeito directamente em  $\phi_s$ . A comparação das curvas correspondentes a  $\Delta f=0$  e  $\Delta f>0$  leva à conclusão que a introdução de um desvio de frequência pode traduzir-se num aumento da distância de colisão. Neste caso,  $\Delta f>0$ , a separação temporal entre os solitões mantém-se assim aproximadamente invariante durante uma maior parte da propagação. Com base neste raciocínio pode pensar-se num método capaz de aumentar a distância de transmissão sem colisão, recorrendo a desvios de frequência selectivos [18][19].

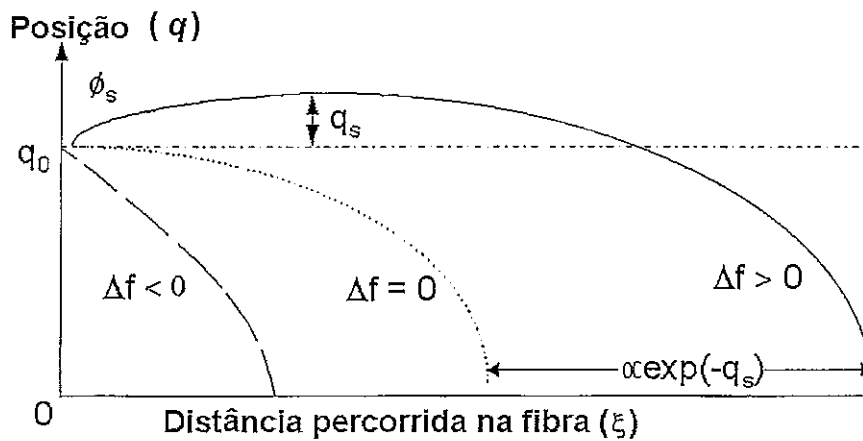


Figura 3- Representação esquemática dos efeitos de desvios de frequência pequenos na trajetória de um par de solitões

No entanto, para o caso em que  $\Delta f<0$ , o efeito produzido por este desvio contribui para uma diminuição da distância percorrida pelos impulsos sem ocorrência de colisões, e ao mesmo tempo a posição inicial não é recuperada antes da colisão, ao contrário do caso anterior, onde  $\Delta f>0$ .

Então, para melhorar a resposta, em termo de menores desvios temporais em relação á posição inicial, o desvio de frequência deve ser escolhido criteriosamente, de modo a proporcionar o avanço do solitão adiantado e o atraso do solitão atrasado.

Para confirmar os resultados analíticos anteriormente desenvolvidos, foram feitas simulações recorrendo ao SSFM. Os resultados analíticos e de simulação são comparados na Figura 4. A proximidade das duas curvas aí apresentadas valida a formulação analítica desenvolvida.

Da Figura 4 podem notar-se os melhoramentos nas distâncias de colisão para um par de solitões, quando se introduz um desvio de frequência.

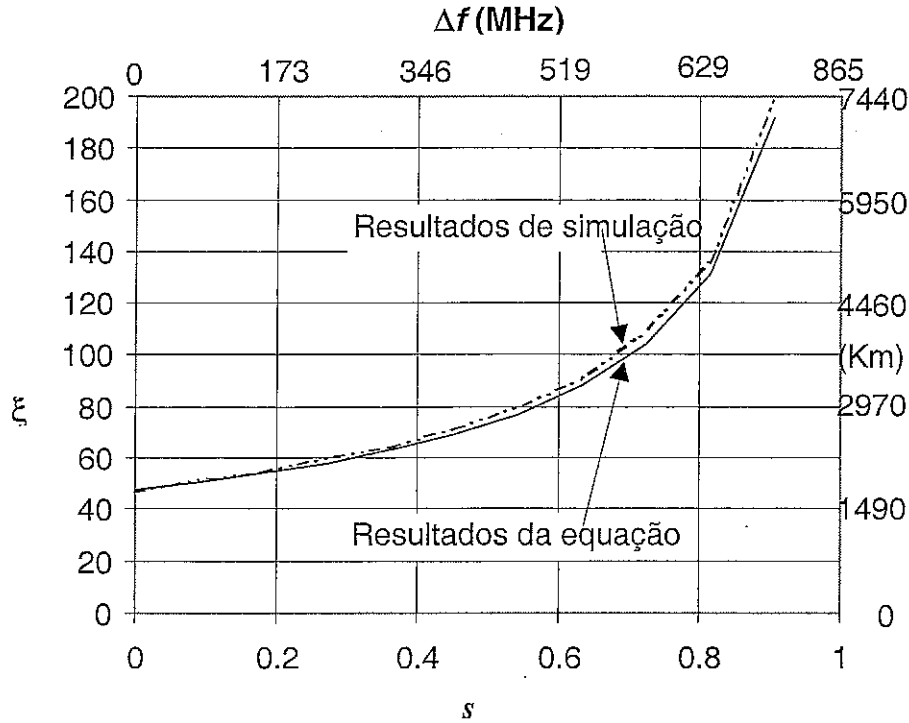


Figura 4- Comparação entre os resultados para a distância de colisão quando esta é dada pela equação (5.51) e por simulações, para um sistema de 20Gbit/s ( $T_0=6.1ps$  e  $q_0=4.1$ ). Os resultados estão apresentados em dois eixos correspondendo um às distâncias normalizadas e outro às distâncias não normalizadas onde  $\beta_2=-1ps^2/km$  a  $1.55\mu m$ .

Podem ser observadas condições em que as melhorias na distância de colisão são superiores a um factor de dois, para valores de desvios de frequência na ordem de centenas de MHz. Como exemplo, podemos observar um ponto em que para o sistema apresentado (20Gbit/s), a introdução de um desvio de 610MHz ( $s=0.7$ ) aumenta a distância de colisão de 1700km para 3700km. Estas estimativas foram obtidas para um sistema a funcionar a  $1.55\mu m$  com  $\beta_2=-1ps^2/km$ .

São apresentados seguidamente, gráficos idênticos aos da Figura 4, só que para valores de separação entre impulsos mais baixos, e por isso mais críticos, dadas as aproximações efectuadas durante a dedução, pretendendo-se observar os limites da formulação.



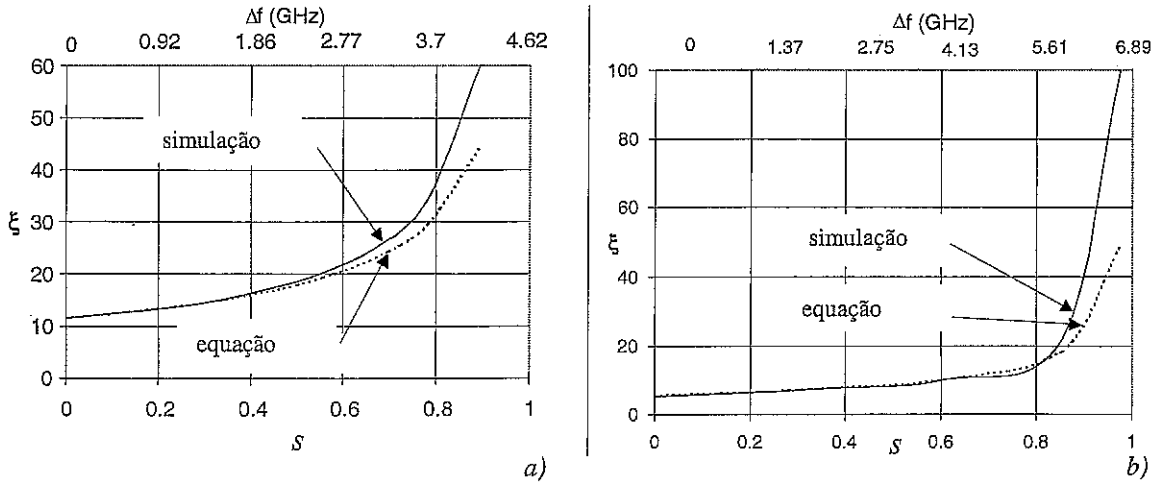


Figura 5- Comparação entre os resultados previstos por simulação e pela equação (5.51) para vários casos de separações iniciais. A escala de frequências apresentada por cima corresponde à concretização para um sistema de 40Gbit/s. a)  $q_0=2.5$ , b)  $q_0=2$ .

Os resultados da Figura 5, mostram boa concordância para valores de separação inicial superior a 4 ( $q_0=2.0$ ) e desvios de frequência normalizados não muito próximos da unidade. Sabendo que, a proximidade dos impulsos no tempo, para o caso de  $q_0<2.0$ , é tão grande que estes se tornam quase indistintos no tempo, esta gama de valores não será estudada neste trabalho.

Este tipo de interação, onde os dois solitões vão periodicamente colidir, vai modificar-se com o aumento da magnitude do desvio de frequência. Da análise das Figura 4 e Figura 5 pode ver-se que quando  $s \rightarrow 1$  o valor da distância de colisão vai tender para o infinito ao mesmo tempo que  $\phi_s$  vai perder o significado (o argumento do arcoseno tem que pertencer ao intervalo dado por  $\pm 1$ ). Então, pode concluir-se, que estamos a mudar de comportamento quando  $s<-1$  e  $s>1$ . O ponto de mudança pode ser identificado ( $s=1$ ):

$$\Delta f_0 = 1/(2T_0\xi_p) \quad (5.52)$$

### 5.5.2.2 Efeito de Grandes Desvios de Frequência na Trajectória

Para desvios de frequência no intervalo onde  $|\Delta f| > \Delta f_0$ , definido na secção anterior (equação (5.52)), alguns dos parâmetros anteriormente definidos não são aplicáveis. É o caso do desvio de fase,  $\phi_s = \sin^{-1}(s)$ , que deixa de ter significado real visto  $s > 1$ . Então, uma vez mais teremos que nos socorrer de simulações directas da NLSE ou obter resultados analíticos que sejam válidos nesta gama de frequências.

Um exemplo, a título ilustrativo, é apresentado na Figura 6, de onde se pode concluir que estes desvios de frequência degeneram numa diminuição significativa da distância de colisão ( $\Delta f' < -2\Delta f_0$  caso b)) ou num aumento indefinido da mesma ( $\Delta f' > 2\Delta f_0$  caso a)), em relação ao caso da ausência de desvios de frequência (caso c)). Ambos os casos não têm aplicação directa em sistemas monocal, mas podem ser importantes para outros tipos de sistemas (eg. sistemas WDM).

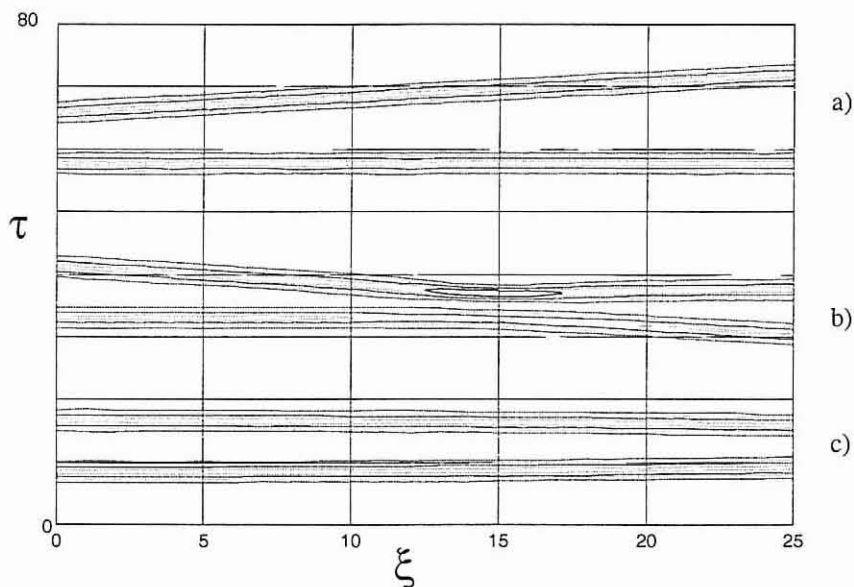


Figura 6- Trajectórias de três pares de solitões quando submetidos a diferentes desvios de frequência.

a)  $\Delta f' > 2\Delta f_0$ , b)  $\Delta f' < -2\Delta f_0$  e c)  $\Delta f' = 2\Delta f_0$

Para este intervalo de desvios de frequência, outra aproximação pode ser obtida para a caracterização da trajectória dos solitões. A análise das simulações e de outros resultados

[21], mostrou que os solitões sofrem uma aceleração seguida de um abrandamento, que após a colisão resulta num desvio temporal que é dependente do desvio de frequência entre impulsos. Caso os solitões e suas caudas (eg.  $q_0 > 2$ ), pertencentes a frequências diferentes, não se sobreponham significativamente à entrada da fibra, o resultado final da colisão é apenas um desvio temporal. Se, á entrada da fibra, a distância inicial for inferior ao limite acima indicado, o resultado é simultaneamente um atraso e um desvio de frequência, que vão provocar separações temporais e velocidades diferentes em impulsos na mesma frequência, resultando em *jitter*.

A Figura 7 mostra o valor dos desvios temporais normalizados sofridos pelos solitões. Comparam-se aí os resultados obtidos por simulação directa da NLSE e os resultados previstos em [21] na sua versão aproximada e exacta. Pode observar-se boa coincidência nos resultados o que prova a validade das simulações e do simulador utilizado. Além disso, pode ser observado um desvio temporal que decresce exponencialmente com o aumento do desvio de frequência dos solitões em colisão. Este resultado é relevante para o desenho de sistemas multicanal (WDM).

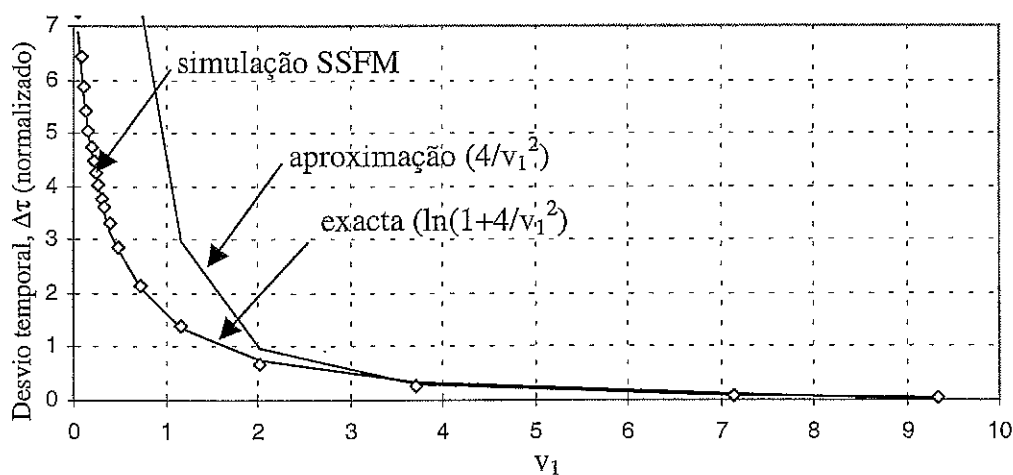


Figura 7- Desvio temporal sofrido por um solitão com um desvio de frequência  $v_1$  depois da colisão com outro solitão estacionário. Os losangos representam os resultados da simulação e as curvas são as apresentadas em [21] referentes à solução exacta e aproximada.

Por uma questão de simplicidade podemos tomar a amplitude complexa do campo à entrada da fibra, de uma forma diferente da previamente apresentada na secção 5.5.2.1.

$$u(\tau,0) = \text{sech}(\tau) + \text{sech}(\tau + 2q_0)e^{-iv_1\tau} \quad (5.53)$$

onde todos os parâmetros atrás definidos são mantidos à excepção do desvio de frequência que aqui é redefinido como  $\Delta f' = 2\Delta f$  e  $v_1 = 4\pi\Delta f T_0 = 2\pi\Delta f' T_0$ .

O comportamento de dois impulsos envolvido numa colisão é representado na Figura 8, onde pode ser observado o mecanismo da colisão, a variação da posição dos solitões envolvidos e da velocidade e aceleração do solitão que está desviado na frequência (solitão B).

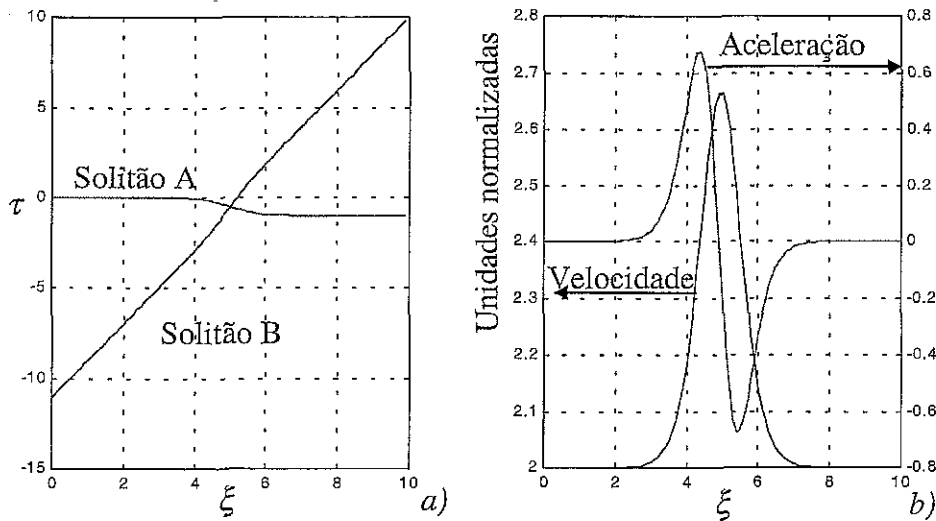


Figura 8- A figura a) apresenta a trajectória de dois solitões colidindo em  $\xi=5$ . O solitão B vem animado de um desvio de frequência ( $v_1=2$ ) e vai cruzar-se com o solitão A, estacionário em relação ao eixo de referência, separados de  $2q_0=11$ . A velocidade e a aceleração sofrida pelo solitão B estão apresentadas na figura b).  $v_1$  não é muito maior que 1, mas mesmo assim resulta numa boa aproximação.

Assim, para a colisão entre impulsos nesta gama de frequências, se a separação temporal inicial entre eles for grande, estes envolvem-se numa colisão que dura  $L_{coll}$  (definido como a distância ao longo da qual os solitões se sobrepõem antes que o impulso mais rápido ultrapasse o mais lento, é convenção comum tomar  $2T_{FWHM}$  como a duração da colisão),

$$L_{coll} = \frac{0.28}{q_0 B |\beta_2| \Delta f}, \quad (5.54)$$

onde o resultado para uma colisão completa é só um desvio temporal dado por [21],

$$\Delta\tau = \ln\left(1 + \frac{4}{v_1^2}\right) \approx \frac{4}{v_1^2} \quad (5.55)$$

Durante a colisão, se  $v_1 \gg 1$  (quando a aproximação expressa em (5.55) é observada na Figura 7 se verificar), os dois impulsos sofrem uma variação de frequência normalizada dada por:

$$\Delta v = \frac{4}{v_1} \frac{[v_1 \xi \cosh(v_1 \xi) - \sinh(v_1 \xi)]}{\sinh^3(v_1 \xi)} \quad (5.56)$$

Se, no entanto, houver sobreposição inicial dos impulsos, estes adquirem após a colisão, um desvio de frequência dado por (ver Figura 9):

$$\Delta v_f = \frac{4}{v_1} \frac{[2q_0 \cosh(2q_0) - \sinh(2q_0)]}{\sinh^3(2q_0)} \quad (5.57)$$

O desvio de frequência máximo sofrido pelos impulsos durante a colisão é

$$\Delta v_{\max} = \frac{4}{3v_1} \quad (5.58)$$

ou em unidades reais

$$\Delta f_{\max} = \frac{1}{3\pi^2 T_0^2 \Delta f} \quad (5.59)$$

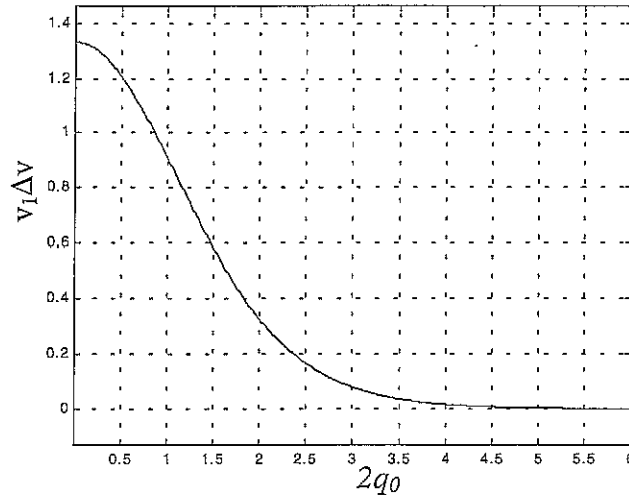


Figura 9- Desvio de frequência residual normalizado em função da sobreposição temporal inicial

Da equação (5.56) resulta a fórmula analítica para a trajectória temporal de um impulso animado de  $v_1$  que cruza outro. Para o caso do solitão em movimento temos (para  $v_1 \gg 1$ ):

$$q = q_0 + v_{ef} \xi_c + \frac{4}{v_1^2} \frac{2v_1 \xi_c e^{2v_1 \xi_c} - e^{2v_1 \xi_c} + 1}{(e^{2v_1 \xi_c} - 1)^2} \quad (5.60)$$

onde  $v_{ef} = v_1 - \Delta v_f$  e  $\xi_c = \xi - \xi_{ce}$ , e  $\xi_{ce}$  a distância normalizada onde a colisão ocorre ( $\xi_{ce} \equiv (2q_0 + 4/v_1^2)/v_1$ ). A equação (5.60) está em bom acordo com os resultados das simulações e os resultados apresentados em [21][17]. Esta equação caracteriza a trajectória dos solitões numa larga banda de frequências (ver comparação para  $v_1=2.5$  na Figura 10).

Da equação (5.55), pode observar-se que o desvio temporal induzido nos solitões após a colisão completa, é inversamente proporcional ao quadrado do desvio de frequência. Deste modo para minimizar o desvio temporal, teremos que aumentar o desvio na frequência (separação entre canais, quando em WDM). Este facto vai reduzir a capacidade global do sistema, uma vez que a banda dos amplificadores ópticos e outros componentes é limitada.

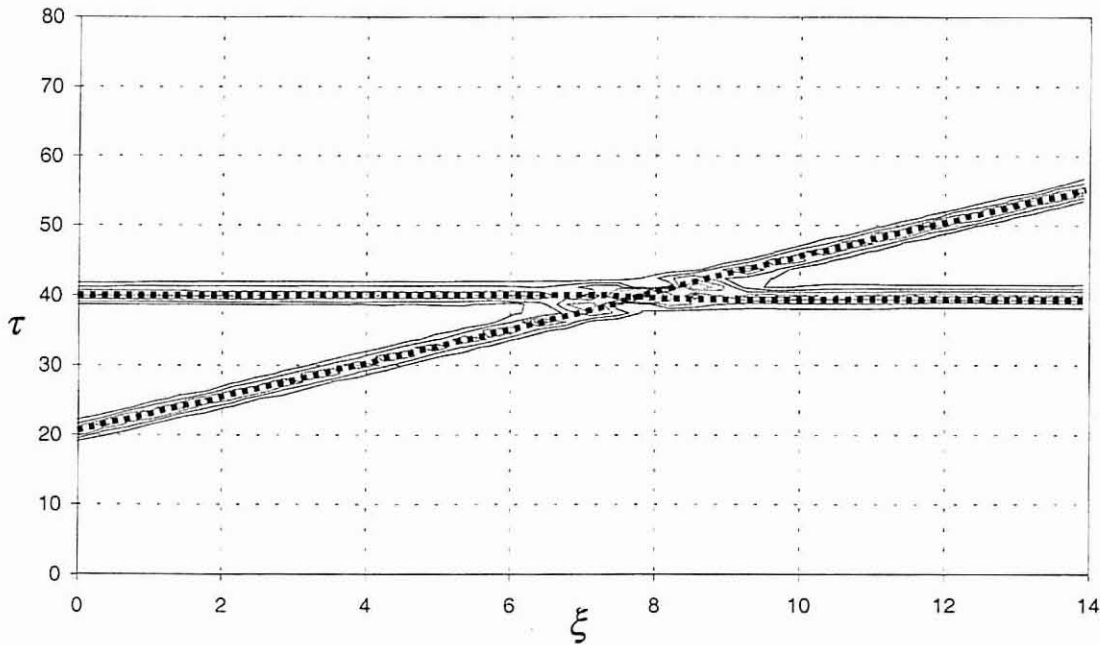


Figura 10- Comparação entre os resultados da formulação da equação (5.60) (linhas ponteadas) e os resultados do SSFM (envolvente representada por linhas mais finas) para uma colisão entre impulsos com  $v_1=2.5$  e  $2q_0=20$ .

Por exemplo, se considerarmos que um valor de  $v_1=3\pi$  é suficiente para que o desvio temporal final seja desprezável ( $\approx 4\%$  do valor  $T_0$ , admitindo assim 25 colisões para um desvio de  $T_0$ ), poderemos calcular o débito binário equivalente a uma largura de banda de canal igual a 10THz. Se, o débito do sistema for de 40Gbit/s com um valor para  $T_0=3$ ps, obtemos uma separação de  $q_0=4.1$ . Nestas condições,  $\Delta f'=500$ GHz, que, para a largura de banda do canal referida, resulta num máximo de 20 canais WDM. A capacidade total do sistema é assim de 800Gbit/s (uma ocupação de cerca de 8% da capacidade total do canal). Esta facto pode ser limitativo para sistemas onde nenhum esquema de controlo da interacção é usado (ver exemplos na Figura 11).

O valor obtido pode ser melhorado se procurar-mos um melhor compromisso de largura de banda e controlarmos os efeitos de interacção. A taxa de ocupação da fibra já ultrapassa os 25% obtido por sistemas lineares para pequenas distâncias [29], e 10% com sistemas não lineares mas para longas distâncias [57].

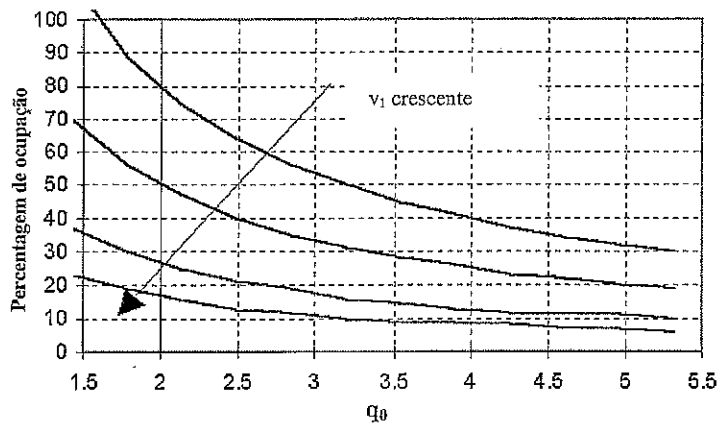


Figura 11- Percentagem de ocupação de um canal de 10THz assumindo canais de 40Gb/s, para diferentes tolerâncias de jitter,  $\Delta t$  ( $v_1 = 0.63\pi$ ,  $\Delta t = 1.5ps$ ,  $v_1 = \pi$ ,  $\Delta t = 1ps$ ,  $v_1 = 2\pi$ ,  $\Delta t = 0.5ps$  e  $v_1 = 3\pi$ ,  $\Delta t = 0.15ps$ ).

### 5.5.3. Três Solitões na Presença de Desvios de Frequência

Consideremos agora o caso de três solitões adjacentes a propagarem-se numa fibra. Um raciocínio semelhante ao efectuado para o caso de dois solitões pode ser utilizado para obter a formulação respectiva.

Pôde observar-se a simetria no comportamento da interacção de solitões, e é sabido que a mecânica que rege a atracção de solitões assemelha-se à mecânica clássica de forças.

O caso de três solitões, pode então considerar-se também, em termos de simetria. Deste modo, um conjunto de três solitões pode ser decomposto em dois grupos com comportamentos diferentes. O par de solitões, situados nas posições extremas, pode ser caracterizado por formulação semelhante à desenvolvida para o caso de dois solitões, mas agora o afastamento será o dobro do afastamento entre solitões adjacentes. O solitão intermédio, uma vez colocado entre os outros dois solitões, pode considerar-se como submetido a duas forças de atracção simétricas e de valor igual, se estes estiverem colocados em relação a si à mesma distância e tiverem características semelhantes (amplitude, fase, polarização). Assumindo estas aproximações, poderemos estabelecer uma lógica idêntica à usada para os dois solitões, e obter uma formulação analítica capaz de descrever o comportamento deste conjunto de solitões.



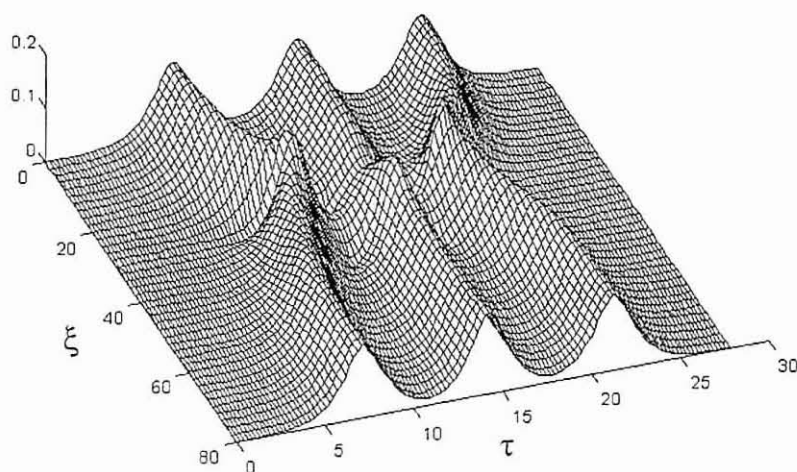


Figura 12- Diagrama de propagação temporal de três solitões igualmente espaçados. Nesta simulação foi considerado  $q_0=3.5$ .

A observação do diagrama de propagação temporal, onde são considerados três solitões (Figura 12) a propagar numa fibra, vem confirmar o que foi dito no parágrafo anterior. No diagrama apresentado pode ver-se que os três solitões se aproximam devido à aproximação simultânea e simétrica dos dois solitões extremos. A colisão não está bem definida para este caso, pois esta ocorre em diversas fases. Inicia-se com uma transferência de energia do solitão central para os dois extremos. Quando um adiantamento/atraso de valor sensivelmente  $q_0$  é atingido pelos solitões atrasado/avançado. Seguidamente, uma transferência de energia dos dois solitões extremos para o solitão do meio ocorre.

Após isto estão recuperadas as condições para um afastamento dos solitões. O afastamento dos solitões vai ser feito até que estes atinjam as separações/condições iniciais, onde vai ser iniciado um novo processo de colisão idêntico ao descrito.

### 5.5.3.1 Efeito de Pequenos Desvios de Frequência

Considerando à entrada da fibra um conjunto de três solitões com a mesma amplitude e fase, apenas desviados de um pequeno valor ( $\Delta f$ ) na frequência, a amplitude complexa do campo total pode ser dada por:

$$u(\tau, 0) = \text{sech}(\tau - 2q_0)e^{j\nu\tau} + \text{sech}(\tau) + \text{sech}(\tau + 2q_0)e^{-j\nu\tau} \quad (5.61)$$

A separação temporal inicial entre dois solitões adjacentes é neste caso igual à considerada para o caso de dois solitões,  $2q_0T_0$ .

Como considerado na secção dedicada aos dois solitões (5.5.2), se a sobreposição não for muito grande, a interacção entre impulsos adjacentes deve seguir a aproximação definida nas equações (5.37) e (5.38). Neste caso, a separação temporal vai ser dada por  $q+q_0$ , uma vez que o solitão do meio não se vai mexer relativamente ao eixo de referência, mantendo, deste modo, a sua distância em relação ao ponto de colisão sempre fixa ( $q_0$ ). O efeito de atracção entre os solitões mais externos pode ser considerado aproximadamente nulo, pois a intensidade da interacção é exponencialmente dependente da distância temporal. Este facto simplifica bastante a solução do problema.

Assumindo o mesmo relativamente à fase relativa dos solitões envolvidos na interacção que foi assumido para o caso de dois solitões, vamos considerar mínimo o efeito desta na propagação. Partindo então desta premissa caímos no caso em que o sistema de equações composto pelas equações (5.37) e (5.38) se reduz à nova forma:

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} = -4 \exp[-(q + q_0)] = -2(2 \exp(-q_0)) \exp(-q)$$

ou ainda:

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} = -2a \exp(-q) \quad (5.62)$$

o valor de  $a=2\exp(-q_0)$  pondera o facto do deslocamento considerado neste caso, não se efectuar pelos dois solitões, sendo por isso assimétrico. Apesar disto acontecer para os dois solitões mais próximos, em termos globais, os dois solitões extremos evoluem numa trajectória que é simétrica em torno do solitão central. Este facto simplifica a dedução, pois apenas necessitamos de caracterizar a propagação de um dos impulsos extremos do grupo.

Para este caso, vamos então considerar as seguintes condições iniciais:

$$q(0) = q_0 \quad (5.63)$$

$$\frac{\partial q}{\partial \tau}(0) = -v \quad (5.64)$$

A equação (5.62), não tem uma solução muito trivial, mas poderemos recorrer a uma metodologia idêntica à que utilizámos no caso de dois solitões. Para tal, considera-se uma família de funções que obedece à equação diferencial (5.62) e é a seguinte:

$$q = 2 \ln(\sqrt{k_1} \cos(k_2 a \xi + k_3)) \quad (5.65)$$

Os valores de  $k_i$  podem ser determinados partindo das condições iniciais enunciadas (equação (5.63)(5.64)), resultando em:

$$k_1 = \frac{2}{a(1-(s_1)^2)}, k_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1-(s_1)^2} \text{ e } k_3 = -\arcsin(s_1) \quad (5.66)$$

em que  $s_1 = \sqrt{2} \Delta f T_0 \xi_p = v / \sqrt{2} a$ . Tendo em conta os resultados, a equação (5.65) pode ser escrita de modo mais simples de interpretar:

$$q(\xi) = q_0 + q_{s1} + \ln \left| \cos \left( \frac{\pi}{\xi_{sp}} e^{-q_{s1}} \xi + \phi_{s1} \right) \right| \quad (5.67)$$

onde  $q_{s1} = -\ln(1 - s_1^2)/2$  é o deslocamento adicional induzido pelo desvio de frequência,  $\phi_{s1} = -\sin^{-1}(s_1)$  é um desvio de fase na trajectória, causado pelo desvio de frequência inicial.

Comparando a equação (5.51) com a equação (5.67), pode concluir-se que há um incremento de um factor de  $\sqrt{2}$  no valor da frequência normalizada, mantendo-se as restantes relações formalmente idênticas. Deste modo, o comportamento mantém-se semelhante ao apresentado na Figura 3, apenas a distância de colisão aparece aumentada. Esta diferença era previsível pois apenas um dos solitões se aproxima, e como tal a força sobre ele exercida vai ser menor a sua e evolução será, por essa razão, mais lenta.

A Figura 13 mostra que um incremento na distância de colisão semelhante ao conseguido para o caso de dois solitões, pode também ser obtido para o grupo de três solitões. Deste modo, a distância sobre a qual o solitão se mantém aproximadamente estabilizado em relação à sua posição temporal inicial, pode ser aumentada se um desvio de frequência específico for imposto aos solitões mais extremos de um conjunto de três solitões. Dado que algumas aproximações foram introduzidas na dedução da equação (5.67), poderemos testar a sua validade comparando a trajectória dos impulsos após simulação com os resultados da formulação obtida pela equação (5.67) (Figura 14).

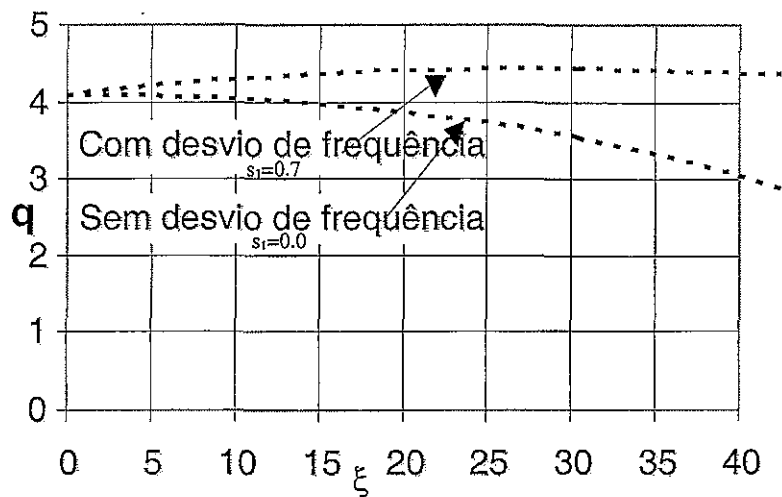


Figura 13- Variação do valor de  $q$  referente a um dos solitões externos de um grupo de três, com a propagação na fibra para dois casos de  $s_1$  ( $s_1 = 0$  e  $s_1 = 0.75$ ) e para uma separação inicial de  $q_0 = 4.1$ .

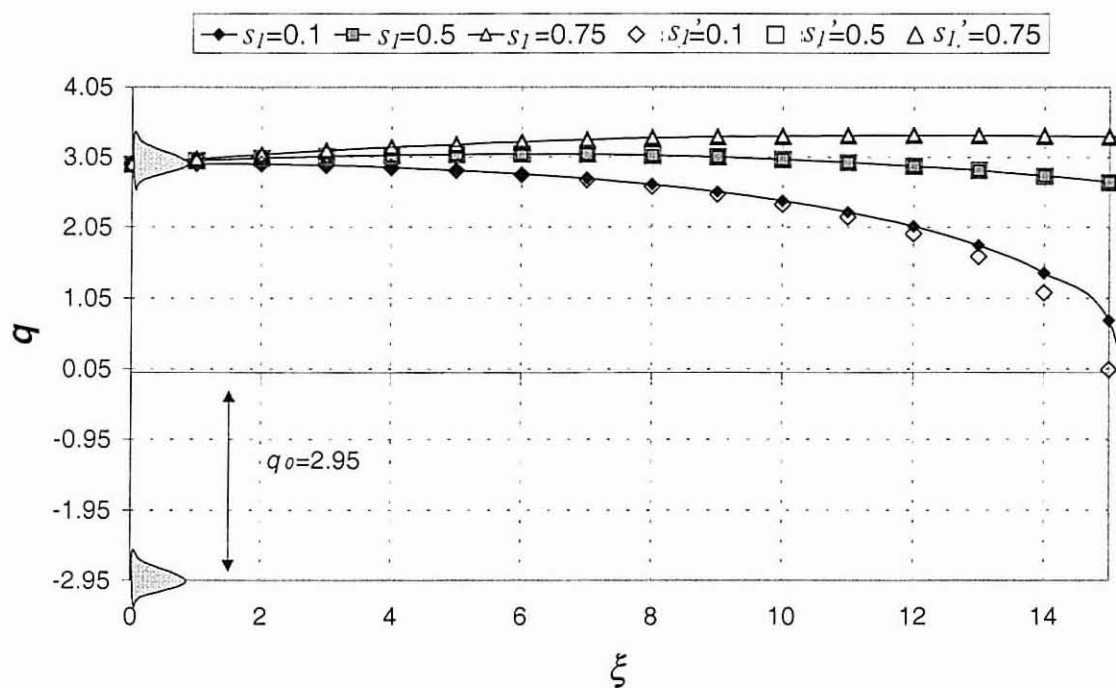


Figura 14- Resultados de simulação (símbolos referidos com a pelica) e analíticos (linhas), para a trajectória dos picos dos impulsos em que os valores de  $s_I$  são os apresentados na legenda. O valor de  $q_0$  é de 2.95 para este caso particular. São ainda apresentados dois impulsos para representar dois dos impulsos: um em  $q=-2.95$ , corresponde ao impulso central; o outro corresponde a um dos impulsos extremos (neste caso o impulso mais atrasado).

Os resultados apresentados na Figura 14, demonstram na generalidade a qualidade das aproximações efectuadas. Para este caso, em que a distância inicial escolhida é bastante pequena propositadamente (note-se que, quanto menor o valor de  $q_0$ , pior a qualidade da aproximação), pode notar-se ainda uma boa concordância nos resultados. Quando os impulsos se aproximam muito (caso  $s_I=0.1$ ), os impulsos extremos deixam de estar suficientemente afastados, o que leva a que a hipótese assumida referente à sua fraca interacção (hipótese assumida na dedução da equação (5.67)) comece a deixar de ser válida. Para separações temporais da ordem de  $q_0=4$ , este efeito colateral não é tão notório e a expressão resulta numa melhor aproximação dos resultados. É importante notar que estas separações são as mais vulgarmente usadas em sistemas deste tipo, pois também resultam numa interacção mais moderada.

### 5.5.3.2 Efeito de Grandes Desvios de Frequência

Vamos começar por definir o conceito de grandes desvios de frequência, partindo de um raciocínio idêntico ao que foi efectuado para o caso de dois solitões. Pode notar-se que a equação (5.67) perde a validade quando  $s_I$  toma um valor superior ou igual à unidade, correspondendo este ponto ao valor da frequência de transição ( $s_I=1$ ):

$$\Delta f_0 = 1/(\sqrt{2}T_0\xi_p) \quad (5.68)$$

Comparando as equações (5.52) (5.68), nota-se que para o caso de três solitões, o desvio de frequência necessário para passarmos para o regime de interacção relativo a grandes desvios de frequência aumentou.

Os efeitos sofridos pelos impulsos nesta gama de desvios de frequência, podem ser considerados como sendo uma expansão da situação de dois solitões. Deste modo, se necessitar-mos calcular o efeito global da interacção entre três solitões poderemos considerar o efeito da sobreposição entre grupos de dois solitões, o solitão do meio com um de cada vez dos solitões extremos e os dois extremos emparelhados. Esta condição verifica-se desde que se tomem em conta as condições de desvio de frequência mínimo e sobreposição inicial. Os resultados finais da sobreposição são a adição dos efeitos das diversas condições relativas aos efeitos adicionados dos três grupos de dois solitões.

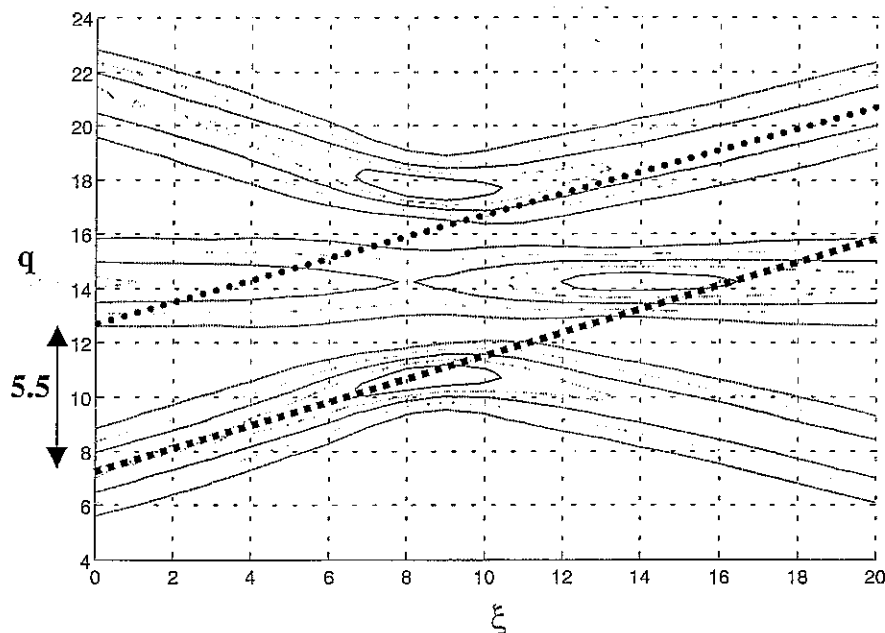


Figura 15- Representação do desvio temporal de um trio de solitões quando submetidos a um desvio de frequência normalizado entre solitões vizinhos de  $s_I=6.0$ , e separação temporal inicial de  $q_0=3.5$ . As linhas a ponteadas representam o desvio temporal sofrido pelo solitão inicialmente na posição  $q \approx 8$ .

Na Figura 15 pode observar-se um caso particular onde se considerou a colisão de três solitões viajando em canais distintos, correspondentes a um valor de  $s_I$  maior que o desvio de transição já definido ( $s_I=1$ ). Da colisão resulta um desvio temporal aproximadamente igual a 5.5 unidades normalizadas para os solitões mais externos, e um desvio nulo para o solitão do central.

O solitão do central, sendo sujeito a duas interações perfeitamente simétricas, não vai sofrer nenhuma modificação. Os solitões mais extremos vão sofrer duas colisões que vão acumular os seus efeitos: uma colisão com  $s_I=6$  quando cruzam com o solitão central e outra com  $s_I=12$  quando os solitões extremos se cruzam. Se recorrermos à equação (5.55) poderemos calcular os efeitos correspondentes, e somando-os obtemos o resultado observado na Figura 15 de  $\sim 5.5$  unidades normalizadas. Destes resultados podemos inferir que o mecanismo de colisão, quando em desvios de frequência nesta gama, pode ser cumulativo e linear [5], caso se verifiquem as condições de desvio de frequência mínimo e de sobreposição inicial baixa.

#### 5.5.4. Conjunto de N Solitões na Presença de Desvios de Frequência

O aumento no número de solitões vem trazer um aumento no número de equações e condições. Consequentemente, a dificuldade na obtenção de uma solução aumenta grandemente mesmo na ausência de desvios de frequência. Vários estudos foram já efectuados sobre este assunto, mas não é do conhecimento do autor que tenha sido obtida uma equação completa que defina a trajectória dos impulsos para esta situação [30]-[33].

Assumindo como base estes estudos, vamos descrever o comportamento desta situação apenas qualitativamente e apresentar alguns resultados de simulação para quantificar e tentar comprovar o comportamento.

##### 5.5.4.1 Efeitos de Pequenos Desvios de Frequência

A propagação de N solitões numa fibra é bastante similar à propagação no caso anterior (de três solitões), apenas se distingue pelo facto do número de solitões intermédios aos impulsos mais extremos ser superior a um, e como tal haverem também condições para ocorrência de colisões entre estes (os solitões mais centrais). Ao longo desta secção vamos considerar que a colisão em grupos de  $N > 2$  solitões ocorre no momento em que um dos solitões extremos se desloca em relação ao seu vizinho mais próximo uma distância igual a  $q_0$ .

Como no caso dos três solitões, os primeiros movimentos no sentido da colisão são sentidos pelos solitões extremos do grupo de  $N$  impulsos. Os solitões mais internos mantêm-se estabilizados pelas forças simétricas dos solitões vizinhos. Após ocorrer a primeira colisão, os solitões adjacentes aos extremos vão sofrer forças desequilibradas e vão eles também iniciar colisões que provocam sucessivamente outras entre solitões mais internos. Então, dado o efeito sequencial do processo, para efeitos de limitação na transmissão de dados (manter a informação inalterada), é importante estudar a ocorrência da primeira colisão, ou seja, a referente aos primeiros impulsos mais extremos.



Na Figura 16 representam-se as distâncias onde ocorre a primeira colisão, como função do tamanho do bloco de impulsos, valores retirados de simulações do sistema:

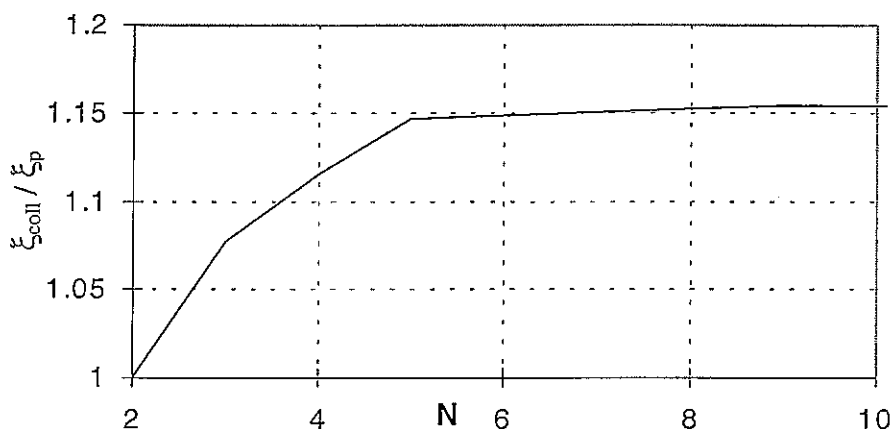


Figura 16- Posição da primeira colisão ( $\xi_{coll}$ ) sobre a distância de colisão ( $\xi_p$ ) de um par de solitões como função do número de solitões para  $q_0=4.1$ .

Como se pode observar para o caso em estudo, a distância onde ocorre a primeira colisão no grupo de  $N > 2$  impulsos é sempre superior à distância de colisão do par de solitões. Esta conclusão é importante pois daqui poderemos inferir que, em termos de propagação, o par de solitões é limitativo para a determinação da máxima distância alcançável por um dado sistema. Este facto é relevante, dado que o par de solitões já foi estudado com relativa profundidade, e portanto, os seus limites estão bem determinados e caracterizados.

O aumento do número de solitões a separar os dois solitões mais extremos vai provocar uma diminuição da força desemparelhada nestes. Sabendo que a força tem uma magnitude que diminui exponencialmente com a separação entre impulsos (equação (5.37)) pode explicar-se o crescimento que a distância de colisão relativa ( $\xi_{coll}/\xi_p$ ) tem. Com isto, pode prever-se que para um número de impulsos grande (tipicamente superior a 10), o aumento no número de solitões começa a não causar modificações na distância de ocorrência da primeira colisão, sendo este efeito devido à grande distância que separa os impulsos desemparelhados.

#### 5.5.4.2 Efeito de Grandes Desvios de Frequência

Como no caso de três solitões o efeito de múltiplas conclusões entre solitões de múltiplos canais é também cumulativo. Os desvios temporais resultantes de colisões completas são a soma das contribuições de cada colisão entre dois impulsos (equação (5.55)). Para o caso de colisões incompletas, os desvios de frequência resultantes são somados e o desvio resultante é o correspondente à soma dos desvios [5]. Simulações efectuadas confirmaram este resultado.

### 5.6. Métodos para Controlo da Interação entre Solitões Vizinhos

Nesta secção vamos fazer uma abordagem de alguns dos métodos existentes e aplicáveis para controlo da interacção entre solitões.

#### 5.6.1. Controlo da Separação Temporal Inicial

Este método foi dos primeiros a serem propostos para providenciar uma eficiente transmissão de dados com impulsos do tipo solitão [1]. A ideia principal subjacente a este método é intuitiva. Sabendo que a distância a que ocorre a colisão entre solitões é  $z_p$ , por forma a que a posição dos solitões se mantenha aproximadamente igual ao longo de toda a propagação, a distância máxima de propagação deve ser bastante inferior ao valor de  $z_p$ . A definição de  $z_p$  (equação (5.40)), mostra que este valor depende exponencialmente da separação temporal inicial normalizada entre os solitões. Assim, para que os efeitos da interacção sejam diminutos ao longo da propagação no canal, devemos ter os impulsos convenientemente separados no tempo por forma a que  $z_p$  seja muito superior distância de propagação.

Esta definição não é muito precisa, mas como se pode compreender depende da tolerância do receptor aos desvios temporais dos impulsos. Mas por exemplo, para distâncias transatlânticas pode dizer-se que um valor de  $q_0 > 10$  é suficiente para garantir que não há colisão dentro da fibra pois  $z_p \sim 22000 z_0$ . É evidente que este método não faz um uso muito bom da largura de banda do canal de transmissão, pois para se transmitir a um débito

binário de 45Gbit/s teríamos que ter impulsos extremamente curtos ( $\sim 2\text{ps}$ ). Impulsos tão estreitos causam comprimentos de dispersão baixos, que limitam a distância entre amplificadores (secção 5.4.1), daí, estas taxas estariam fora do alcance desta metodologia.

Este método é, portanto, aplicado correntemente em sistemas de baixo débito, dada a sua simples implementação e elevado grau de fiabilidade.

### 5.6.2. Controlo da Diferença de Fase Inicial entre Solitões

Este método é baseado na dependência da dinâmica da interacção entre solitões da fase relativa inicial dos impulsos nela envolvidos. Este facto levou alguns autores [9][14][44] a caracterizarem os efeitos de desvios de fase iniciais, e a aproveitá-los para controlar a interacção com vista ao aumento da distância máxima de transmissão. Recorrendo à teoria varacional das perturbações [34], é possível determinar uma equação aproximada para a trajectória dos solitões como função da sua fase inicial ( $\Psi_0$ ):

$$\frac{q}{q_0} = 1 + \frac{1}{q_0} \ln \left[ \frac{1}{2} \cosh(2m\xi) + \cos(2n\xi) \right] \quad (5.69)$$

$$m = -2e^{-q_0} \sin\left(\frac{\Psi_0}{2}\right) \quad n = 2e^{-q_0} \cos\left(\frac{\Psi_0}{2}\right)$$

A Figura 17 representa graficamente o efeito da fase na trajectória dos solitões. Como se pode observar, a dinâmica da interacção entre solitões é fortemente dependente da diferença de fase inicial entre impulsos vizinhos.

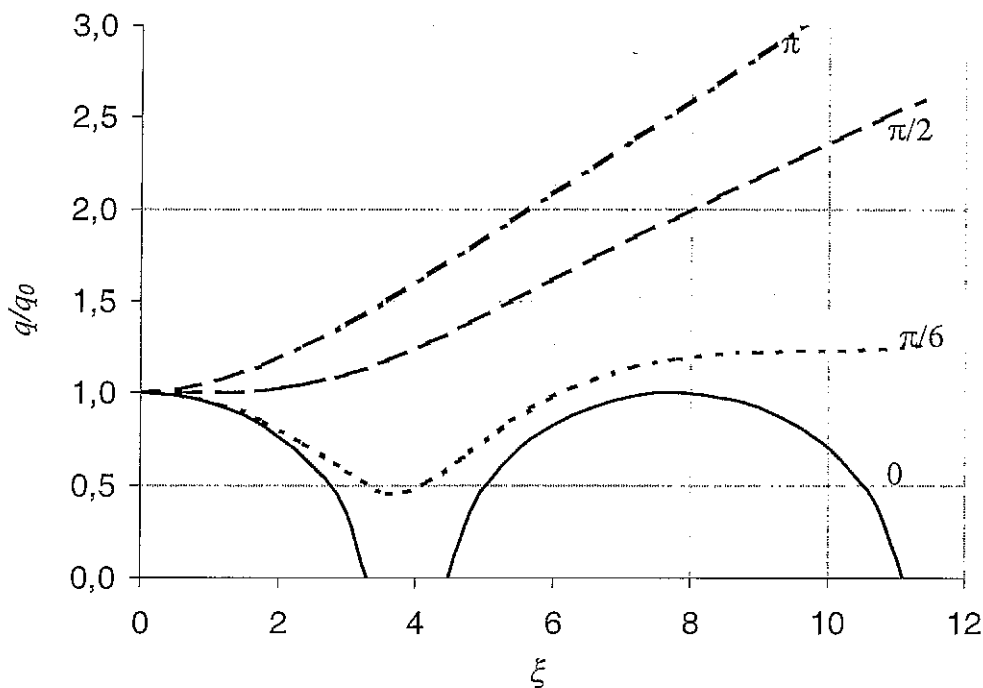


Figura 17- Distância normalizada entre solitões para diferentes diferenças de fase inicial. Os números por cima das linhas correspondem aos desvios de fase considerados.

Dos casos apresentados, pode ver-se que apenas ocorre atracção entre solitões para fases iniciais de valor inferior a  $\pi/2$ . Para estes casos, em que os solitões são iguais e bem separados, a colisão só ocorre quando a diferença de fase é muito pequena. Para diferenças de fase superiores a  $\pi/2$ , a interacção entre os solitões tem um comportamento repulsivo, provocando o afastamento entre os impulsos. Por este motivo, pode concluir-se que os efeitos de limitação de banda provocados pela interacção entre solitões podem ser diminuídos através da inclusão de um desvio de fase inicial entre solitões vizinhos. No caso particular apresentado, podemos considerar que um desvio de fase de  $\pi/6$  resulta numa maior estabilidade da separação entre solitões.

A determinação do valor óptimo para o desvio de fase é um factor importante quando se pretende aplicar esta técnica em sistemas de altos débitos, pois podem acontecer casos em que a interacção apareça ainda acrescida, ao invés do que era pretendido.

Os resultados são ainda relevantes na medida em que, em sistemas reais nenhum impulso vai ser emitido da fonte com uma fase exactamente igual à do impulso vizinho, o que pode resultar numa redução natural da interacção em sistemas de diferença onde é prevista uma diferença de fase inicial nula. No entanto, se pretendermos recorrer a esta propriedade como método, teremos que ter um controlo bastante eficiente da fase dos solitões vizinhos para que não se provoquem colisões antecipadas.

Para o caso de mais que dois solitões, esta propriedade é mais difícil de controlar e resultados inesperados podem ser obtidos. O conjunto das forças de atracção/repulsão pode resultar em interacções antecipadas e imprevistas.

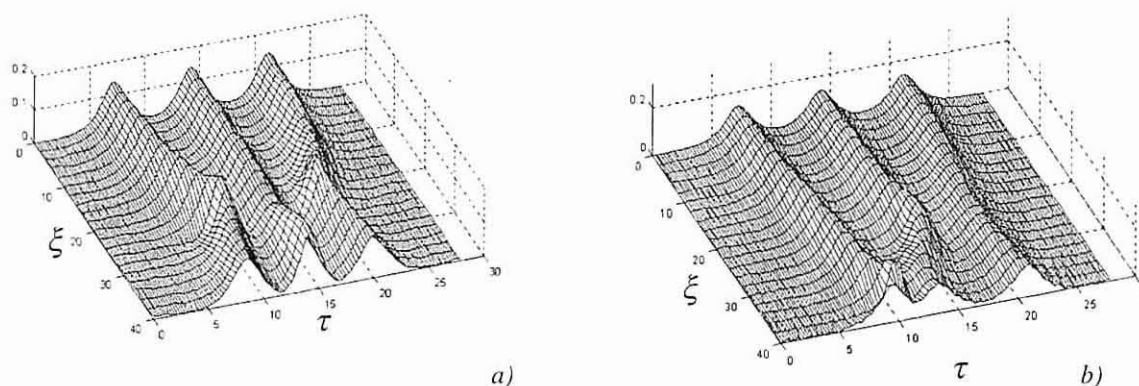


Figura 18- Representação da dinâmica da interacção entre três solitões para o caso em que estes estão em fase a) e para um caso idêntico em que se considera um desvio de fase de  $\pi/6$  entre cada solitão vizinho b).

Para observar estes fenómenos num conjunto maior de solitões, foi simulada a propagação de três solitões semelhantes para o caso em que eles estavam em fase (Figura 18 a)) e seguidamente para o caso em que eles estavam desfasados de  $\pi/6$  dos seus vizinhos (Figura 18 b)). Na presença de desfasamento, pode observar-se que apesar da trajectória se ter mantido aparentemente estável ao longo de mais alguns comprimentos de dispersão, os desvios temporais tornaram-se mais acentuados e inclusive a amplitude de um dos solitões altera-se no final da propagação representada. Estes resultados vêm demonstrar a complexidade da aplicação metódica do desvio de fase para o controlo eficiente da interacção entre solitões iguais.

Contudo, o efeito da fase na interacção de solitões pode ser usado eficientemente, em conjugação com outros efeitos em simultâneo [35][40][41].

### 5.6.3. Controlo da Amplitude e Largura de Impulso

Impulsos do tipo solitão em que a ordem não é um número inteiro (equação (5.11)), resultam em ondas aproximadamente do tipo solitão, sendo ainda consideradas como tal, de acordo com as convenções actuais. Este tipo de solitão comporta-se diferentemente do solitão fundamental, especialmente em termos de interacção. Se considerarmos solitões vizinhos em que a amplitude ou a largura de impulso são diferentes, a interacção vai ser grandemente reduzida [13][32][35][44].

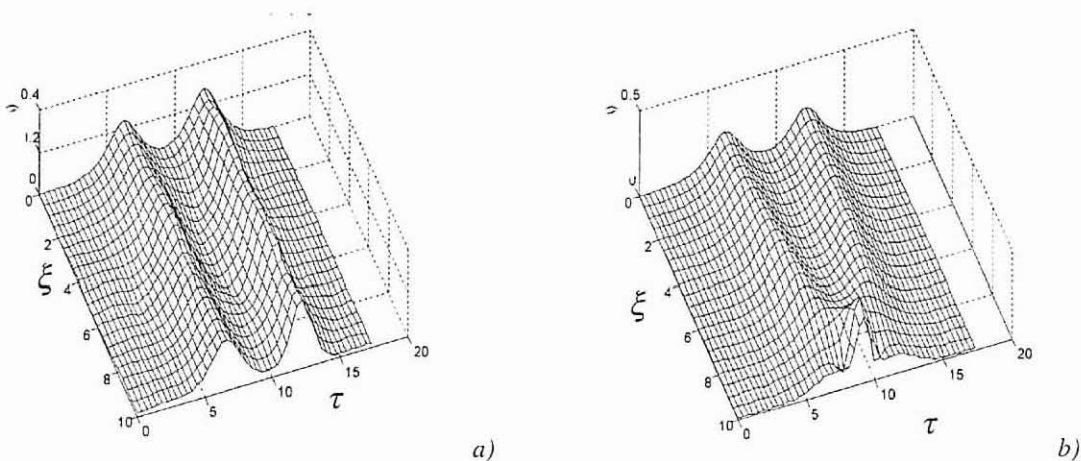


Figura 19- Diagrama de propagação de dois solitões para duas relações entre amplitudes. Em a) considera-se uma relação de 1.175 e em b) uma relação de 1.

Os resultados apresentados na Figura 19 mostram claramente os benefícios que podem ser obtidos quando um pequeno desvio de amplitude é introduzido em solitões vizinhos. No entanto, pode dizer-se que quanto maior é a diferença de amplitudes entre os solitões vizinhos maior a estabilidade da trajectória destes. A dependência da estabilidade na posição dos solitões é ilustrada na Figura 20. Mas, os melhores resultados podem ser obtidos se considerarmos solitões com diferentes amplitudes e larguras simultaneamente [35].

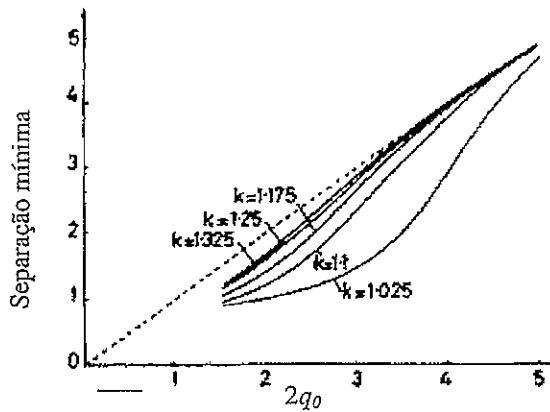


Figura 20- Separação mínima dos impulsos como função da separação inicial entre impulsos para diferentes relações entre amplitudes [35].

Como se pode analisar, quanto maior a diferença de amplitudes maior a estabilidade da posição dos impulsos ao longo da propagação, independentemente da separação inicial. Este resultado pode ser justificado pelo facto da evolução de fase entre os solitões vizinhos depender da distribuição de energia do impulso e deste modo, impulsos com distribuições de energia diferentes vão necessariamente ter evoluções de fase diferentes, cuja diferença é capaz de quebrar a ligação entre eles.

O método pode ser aplicado a conjuntos de solitões superiores a dois, como se demonstra nos resultados apresentados na Figura 21.

Este método torna-se insensível a variações de fase inicial relativa, para diferenças de amplitude superiores a 0.75 [35], mas torna-se mais sensível à degradação devida à acumulação de ruído, devido à ocorrência de impulsos com múltiplos valores de pico no receptor. Note-se finalmente que, uma fonte real não vai ser capaz de gerar solitões com amplitudes exactamente iguais, o que, logo *a priori*, pode introduzir diminuições na interacções entre solitões vizinhos.

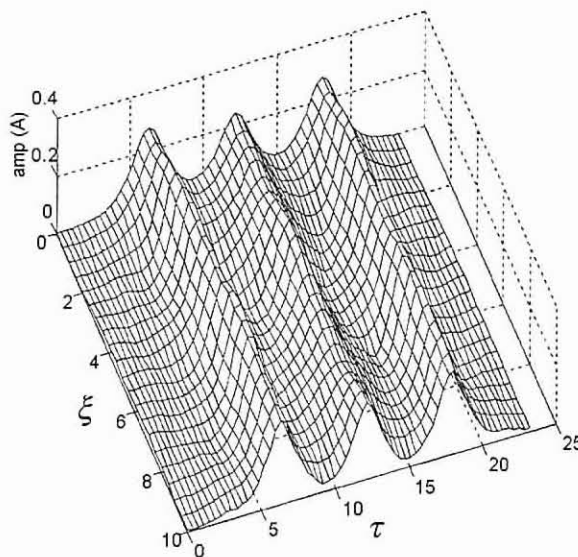


Figura 21- Diagrama de propagação de três solitões quando na presença de uma diferença de amplitude entre solitões vizinhos de 1.175.

#### 5.6.4. Controlo pela Polarização

É clara a conclusão que se pode tirar da NLSE quanto ao efeito da polarização em solitões vizinhos. Por exemplo, o efeito cruzado de um solitão em outro numa polarização ortogonal é um terço do mesmo efeito para o caso em que os solitões se propagam na mesma polarização [1].

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_2 \frac{i}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_x = i\gamma \left[ |A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right] A_x + i\gamma A_x^* A_y^2 e^{-2i\Delta\beta z} \quad (5.70)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_2 \frac{i}{2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_y = i\gamma \left[ |A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right] A_y + i\gamma A_y^* A_x^2 e^{-2i\Delta\beta z} \quad (5.71)$$

$A_x$  e  $A_y$  representam as componentes do campo eléctrico segundo os eixos de polarização  $x$  e  $y$ .

Para que este efeito possa ser usado como método, poderemos colocar os sucessivos solitões em polarizações ortogonais entre eles e assim diminuir as forças de interacção.



Este efeito é já sobejamente usado nas experiências laboratoriais [15][42][43], pois permite facilmente obter um maior aproveitamento da largura de banda.

#### 5.6.5. Controlo por Recurso a Filtros de Linha

Nesta secção, a introdução de filtros ao longo do canal de transmissão vai ser abordada [26][28][45][46]-[54]. A eficácia desta técnica foi já demonstrada em diversas demonstrações práticas de transmissões ultra-longas [45][47]. Em situações ressonantes, em que o espaçamento entre amplificadores é da mesma ordem de grandeza do período do solitão, esta técnica demonstra ainda bons resultados. Este facto é importante, pois permite o uso desta técnica em sistemas com solitões sobre fibra com dispersão não deslocada (eg. fibra monomodo padrão) [51].

Um filtro deslizante com efeito de guia, é um filtro introduzido em algumas ou todas as etapas amplificadoras e cuja frequência central vai sendo sucessivamente deslocada de um pequeno factor. Esta técnica, reduz a incerteza do tempo de chegada resultante da interacção dos solitões provocada pelo ruído de emissão espontânea introduzido pelos amplificadores. Além deste efeito, podemos acrescentar que, a interacção entre solitões do mesmo canal ou de canais WDM vizinhos pode também ser suprimida em alguns casos [51][54] e fortemente reduzida na generalidade.

Para compreendermos o efeito dos filtros deslizantes poderemos recorrer à equação não linear de Schödinger perturbada media, e obter uma solução recorrendo ao ISM ou outras transformadas. A análise dos efeitos dos filtros deslizantes no comportamento dos solitões pode então ser observado e algumas conclusões tiradas.

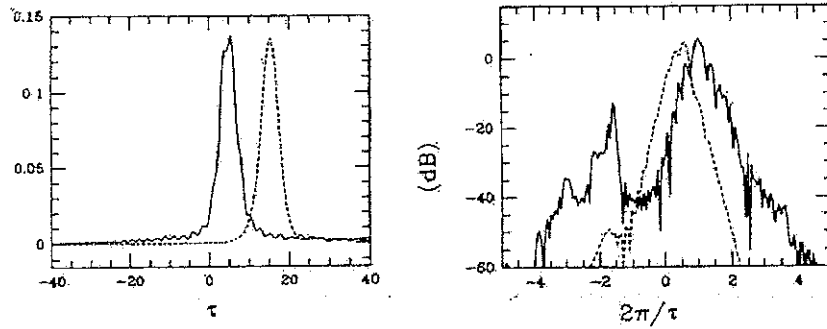


Figura 22- Potência óptica do impulso detectado no tempo e correspondente representação espectral de um solitão quando propagando sem filtragem (curvas a cheio) e com filtros deslizantes (curva a pontado) [51].

Os resultados (Figura 22) mostram que a radiação que é gerada pela componente não solitão do impulso inicial, organiza-se sob a forma de pequenas oscilações temporais amortecidas visíveis nas caudas dos impulsos (Figura 22), alargando o seu espectro. A inserção dos filtros leva a uma absorção dessa radiação e o solitão limpo aparece mesmo após propagação.

O efeito dos filtros deslizantes na propagação de um solitão, pode ser observado de outro modo na Figura 23. O caso apresentado refere-se à simulação de um solitão ao longo de 150 períodos de dispersão para o caso ressonante (em que a amplificação é feita aproximadamente a um espaçamento idêntico ao período do solitão). Como se pode ver, para o caso em que não foram usados filtros, o solitão apresenta uma forma distorcida durante quase toda a propagação. A introdução de filtros fixos, vem melhorar o comportamento do solitão fazendo-o propagar quase sem distorção ao longo de quase toda a propagação representada (Figura 23 b)). No entanto, no final da propagação o solitão desfaz-se por acumulação de ruído na banda. O terceiro caso, Figura 23 c), apresenta o caso de filtros deslizantes, que além de tornarem o sistema imune à ressonância característica deste sistema, o impulso viaja quase inalterado, não apresentando tendências para a destruição pois o deslocamento do impulso na frequência serve de filtro ao ruído.

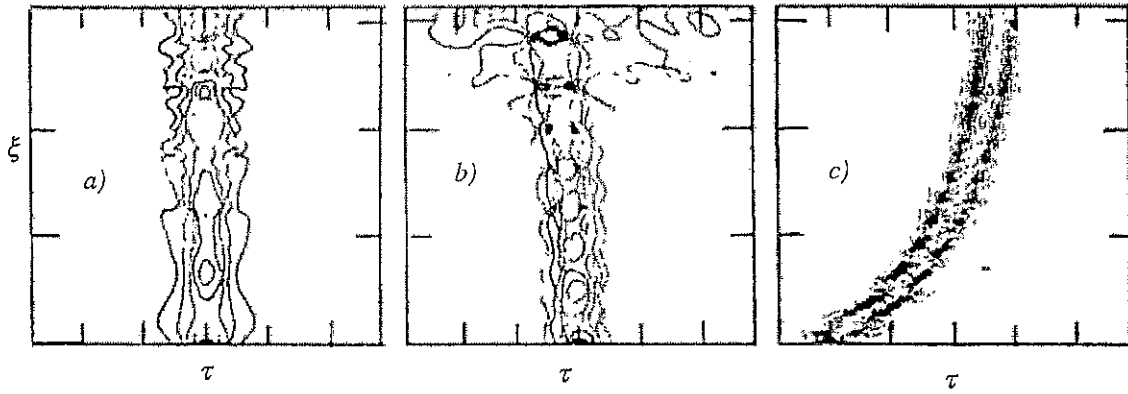


Figura 23- Supressão das ressonâncias dos solitões recorrendo a filtros deslizantes. Três casos são apresentados: a) sem filtros, b) com filtros fixos, c) com filtros deslizantes [51].

Sempre que a frequência central dos filtros desliza linearmente com a distância percorrida, a simetria de dois solitões, que de outro modo seriam idênticos, é partida. A diferença de simetria (diferença de amplitude e/ou fase) entre os dois solitões leva a um cancelamento da sua interacção.

Na Figura 24 a), podem observar-se dois casos em que os filtros deslizantes foram usados. O caso a) denota uma interacção moderada, causada pelas caudas de radiação que não são absorvidas pelo filtro. O aumento do ritmo de deslize (definido como o desvio de frequências centrais entre filtros consecutivos) e a diminuição da largura de banda leva a uma absorção dessas caudas de radiação. A Figura 24 b) mostra como um correcto dimensionamento dos filtros deslizantes pode anular completamente a interacção entre os solitões.

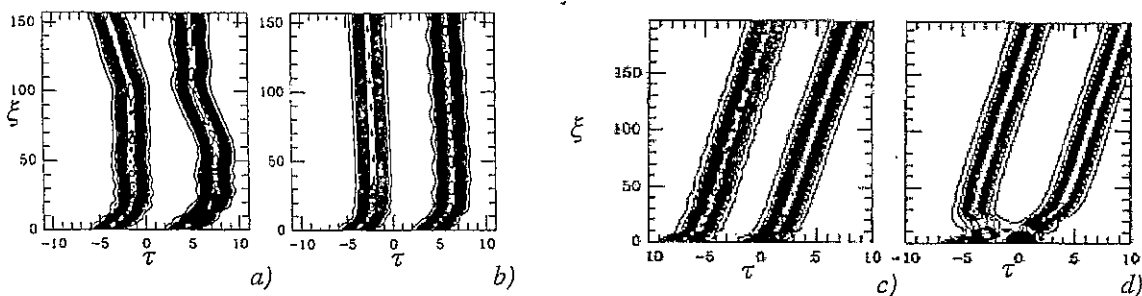


Figura 24- Supressão simultânea das interacções entre solitões e suas ressonâncias a) e b) com  $q_0=5$ . Propagação de um par de solitões para duas distâncias iniciais  $2q_0=7$  c), e  $2q_0=d$  d) [50].

As Figura 24 c) e d) mostram que a interacção entre solitões vizinhos nem sempre pode ser evitada completamente por esta técnica. Vê-se, para o caso d), que existe interacção e que esta é responsável por um afastamento final dos impulsos superior ao inicial, demonstrando a existência de interacção.

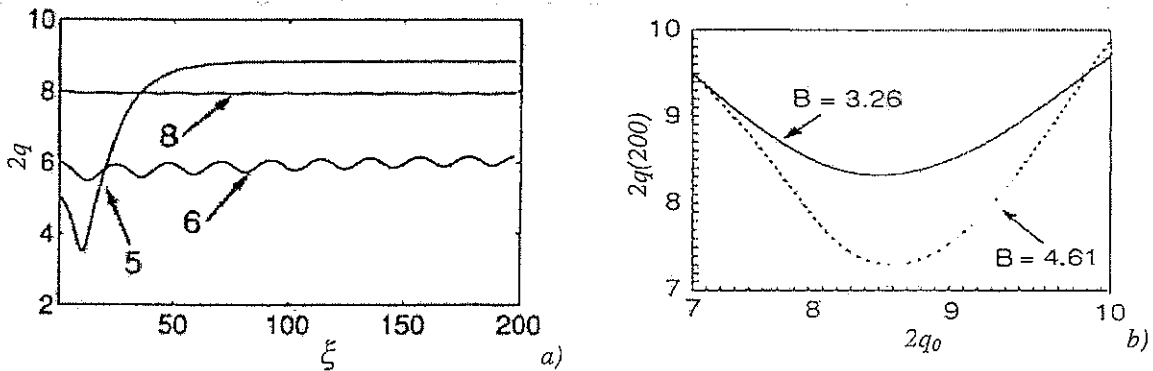


Figura 25- a) Evolução perturbativa da distância entre solitões para três separações iniciais para um sistema. b) Dependência da separação de saída ( $2q(200)$ ) com a separação inicial ( $2q_0$ ) para dois ritmos de deslize e larguras de banda (3.26 e 4.61)[50].

A Figura 25 mostra exactamente o que se notou nos resultados anteriores. A interacção dos solitões ainda existe para pequenas separações entre impulsos ( $2q_0=5$ ), ainda que diminuída. Enquanto interagem, os solitões sofrem desvios de frequência que resultam atenuações e distorções que, dependendo dos filtros usados, podem degradar o desempenho do sistema. Pode observar-se ainda que, para cada distância inicial existe um filtro e ritmo de deslize óptimo para que a separação inicial seja mínima (Figura 25 b) ). O que se tenta mostrar na Figura 25 a) é que para determinadas condições e parâmetros do sistema, existem separações iniciais, para as quais, a interacção resulta num deslocamento temporal elevado, enquanto outras resultam numa interacção ténue em que a fase e frequência são variadas frequentemente resultando numa estabilidade da posição inicial relativa dos impulsos.

Em sistemas WDM, o efeito de colisões de solitões de canais diferentes podem ocasionar desvios de frequência. Quando não há sobreposição inicial ou colisões incompletas, os impulsos apenas sofrem desvios temporais. No caso de estarmos na presença de desvios de frequência de qualquer origem, poderemos ver a interacção acelerada dentro do

mesmo devido a estes desvios de frequência sentidos por impulsos do mesmo canal, degradando deste modo a informação. O efeito de filtros deslizantes é nestes casos vantajoso, pois o desvio de frequência pode ser reduzido pelo efeito amortecedor dos filtros deslizantes. O mesmo se vai passar para múltiplas colisões completas ou incompletas. Os desvios temporais e de frequência sofrem efeitos amortecedores causados pelos filtros e tendem assim ter um impacto muito menor do que o que teriam na ausência de propagação.

No entanto, uma desvantagem deste tipo de controlo prende-se com a capacidade de evolução dos sistemas, que, uma vez implementados os filtros ao longo da linha, estão sempre limitados pela sua presença.

#### 5.6.6. Outros Métodos para Controlo da Interação de Solitões

Além dos métodos apresentados muitos outros ainda restam para apresentar. Nesta subsecção, vamos abordar alguns dos restantes métodos de um modo ainda mais sucinto.

O controlo da interacção por modulação periódica da fase, consiste na colocação de moduladores de fase periodicamente ao longo do canal de propagação [27][38]-[40]. Estes moduladores são operados com uma frequência de modulação e fase tais que o seu efeito seja uma diminuição da interacção entre solitões vizinhos. Com este processo podemos obter uma diferença de fase capaz de reduzir a interacção entre solitões [41] ou corrigir a frequência dos solitões vizinhos de modo a minimizar a interacção [38][39]. Com este método poderemos obter distâncias de transmissão quase infinitas.

Se considerarmos apenas a modulação de fase simples, em que apenas é introduzido um valor de fase capaz de inverter periodicamente as forças de interacção em solitões, poderemos também obter bons resultados. Este método mostra-se insensível à fase inicial, e permite grandes espaçamentos entre moduladores, sendo apenas limitado pela acumulação de ruído [41]. Para melhorar o desempenho deste método o uso combinado de filtros e moduladores é necessário [56].

Controlo conjugação de fase óptica (OPC) é um método bastante conhecido pelos resultados [23], mas é bastante difícil de implementar por isso não é tão correntemente usado. Esta metodologia baseia-se num conjugador de fase, colocado na trajectória do impulso. Este dispositivo, encarrega-se de introduzir nos solitões efeitos contrários aos introduzidos pela propagação na fibra. Um solitão conjugado a percorrer um troço igual acumula efeitos contrários. Assim, basta conjugar o impulso a meio da propagação, para se obter um impulso completamente compensado no receptor.

Este método apresenta grande sensibilidade á colocação dos conjugadores pois, estes terão que ser posicionados em pontos onde não tenha havido ainda muita transformação na forma dos impulsos. Portanto, este método apresenta sensibilidade à taxa de transmissão e comprimento de ligação, sendo difícil a actualização futura dos sistemas para aumento da taxa de transmissão.

Controlo por recurso à dispersão de ordem superior é usado em casos onde a dispersão de segunda ordem é baixa. Nestes casos, a interacção entre solitões é afectada pela magnitude da dispersão de terceira ordem [24][36][37][44]. Quando a relação entre a dispersão de segunda ordem e terceira ordem atinge determinado valor,  $\iota = \frac{1}{6} \frac{\beta_3}{\beta_2 T}$ , a dinâmica da interacção entre solitões é alterada (ver secção 5.3).

Cálculos numéricos mostraram que este efeito funciona perfeitamente para algumas condições específicas de propagação [24]. Este tipo de compensação pode ser aplicado quando o comprimento de onda é superior ao comprimento de onda onde a dispersão é nula, devido ao peso da dispersão de terceira ordem nesta gama.

A redução da interacção entre solitões depende directamente da relação entre a dispersão de segunda ordem e a dispersão de terceira ordem, da largura dos impulsos e da separação inicial entre impulsos. O efeito de redução na interacção, torna-se mais eficiente com o aumento de  $\iota$ , no entanto para valores de  $\iota > 0.07$ , os impulsos iniciam um processo de interacção com caracter repulsivo. Este processo é válido para grupos com número arbitrário de solitões. Um problema aparente deste método relaciona-se com o limite na

taxa de transmissão, que se liga à dependência da eficiência do processo da separação dos impulsos, visível em 1.

O controlo da interacção por recurso a efeitos não lineares de ordem superior, utiliza-se quando a distância entre os solitões é bastante reduzida ( $<3T_0$ ) e os efeitos não lineares de ordem superior, como o efeito de Ramman, se tornam importantes. Quando o valor destes fenómenos se torna significativo, estes influenciam a dinâmica da interacção entre os solitões. A ligação destes novos solitões é destruída pela presença destas perturbações que resultam em variações nos diversos parâmetros dos solitões, podendo traduzir-se numa variação da intensidade de interacção. Os resultados são bastante diversos e complexos, o que torna esta propriedade difícil de aplicar metodicamente.

Outros métodos há ainda para o controlo da interacção de solitões (ex. injeção de uma onda contínua de pequena amplitude [55], filtragem temporal [56], etc), sendo este um campo em aberto por isso sempre em constante evolução. Apresenta-se na secção seguinte um método sugerido pelo autor para o controlo da interacção entre solitões.

### ***5.7. Controlo da Interacção entre Solitões Recorrendo à Introdução de Desvios de Frequência Selectivos***

Como já foi referido ao longo das secções anteriores, o pior caso de interacção entre solitões ocorre para impulsos com a mesma fase e amplitude, pois estes atraem-se entre eles, causando colisões periódicas ao longo da fibra. Ao mesmo tempo também se pode intuitivamente dizer que, numa sequência pseudo-aleatória, os pares de solitões com o mínimo espaçamento limitarão a capacidade total do sistema, uma vez que apresentam o mínimo período de colisão (ex. a sequência "01100" terá um menor período de colisão que "01010" ou "01110"). É então importante perceber como evolui a distância de colisão de um par de solitões quando submetidos a um desvio de frequência. Este comportamento já foi estudado com algum detalhe ao longo deste capítulo (secção 5.5.2), como tal apenas vamos relembrar o efeito.

Se tomarmos dois solitões com a mesma fase amplitude, considerando apenas que as suas frequências portadoras estão desviadas em direcções opostas de uma pequena quantidade

$\Delta f$ , de modo a que o campo final possa ser escrito como na equação (5.45), a evolução da posição temporal dos solitões, sabendo que estes partem da sua posição inicial  $q_0$ , é dada por (equação (5.51)):

$$q(\xi) = q_0 + q_s + \ln \left| \cos \left( \frac{\pi}{\xi_p} e^{-q_s} \xi + \phi_s \right) \right| \quad (5.72)$$

A Figura 27 mostra a trajectória temporal dos solitões para diversos valores de desvios de frequência normalizados. Os desvios de frequência causam uma repulsão ou atracção dependendo do valor do desvio de frequência a que os impulsos são submetidos,  $\Delta f$ . Então, se o valor correcto do desvio for escolhido, o resultado causará uma repulsão e irá aumentar a distância de colisão do par de solitões. Deste modo, o desvio de frequência, deve ser escolhido de forma a provocar um avanço no solitão mais adiantado e um atraso no solitão mais atrasado

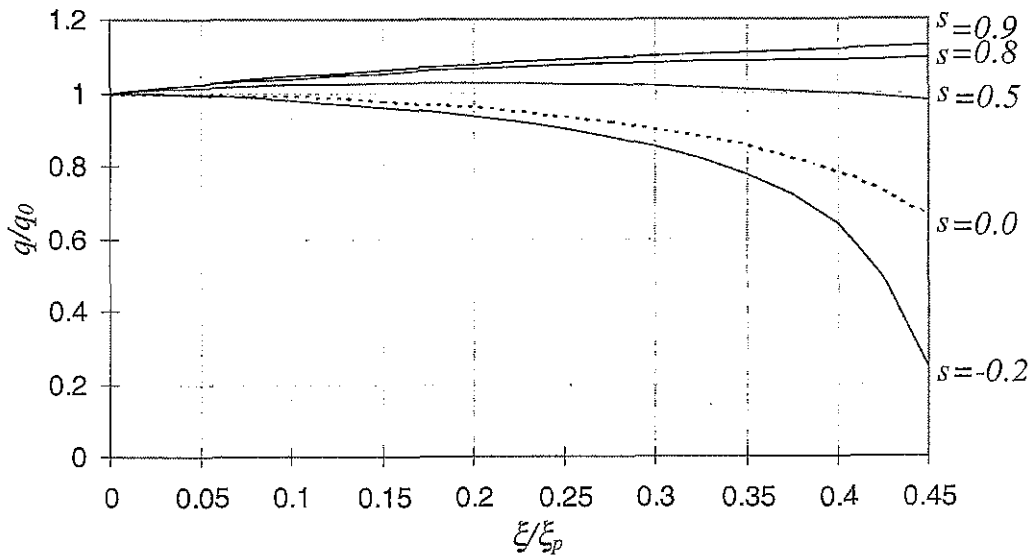


Figura 26- Trajectória temporal de um dos solitões de um par de solitões com a mesma fase e amplitude para diversos valores de desvios de frequência normalizados e  $q_0 = 5.5$ . O caso de  $s = 0$  (linha a tracejado) corresponde a desvios de frequência nulos.



Para este caso poderemos determinar a distância máxima,  $\xi_{max}$ , a que um par de solitões se pode propagar, antes que cada solitão se desloque de uma quantidade  $\pm\Delta q$  da sua posição temporal inicial,  $q_0$ .

O resultado pode ser derivado facilmente:

$$\xi_{max} = \frac{\xi_p}{\pi} e^{q_s} \left[ \varepsilon \cos^{-1} \left( e^{-\varepsilon \Delta q - q_s} \right) - \phi_s \right] \quad (5.73)$$

onde  $\varepsilon = \text{sgn}(\Delta q - q_s)$ .

Do ponto de vista do desenho do sistema, é útil introduzir o desvio temporal máximo possível,  $\Delta t$ , na duração de um bit,  $T_B=1/B$ , e definir  $\eta=\Delta t/T_B=\Delta q/q_0$ , como a fracção da duração de um bit que um solitão se deslocou durante a propagação. A Figura 27 mostra a máxima distância de transmissão,  $\xi_{max}$ , como função de  $\eta$ . As descontinuidades no gráfico, mostram o súbito incremento na distância de transmissão que ocorre quando  $q=q_s$ . A interpretação para estas descontinuidades está relacionada com o facto de que para  $\Delta q < q_s$ , a máxima distância de transmissão,  $\xi_{max}$ , é imposta pela repulsão entre solitões, enquanto que para  $\Delta q > q_s$  é a atracção entre solitões que determina  $\xi_{max}$ .

Como exemplo, considere-se o caso em que  $\eta=0.15$ , isto é, o solitão pode mover-se no máximo 15% da duração do bit. A Figura 27 mostra que a distância de transmissão pode ser melhorada por um factor de 3.4, para um desvio de frequência tal que  $s=0.8$  e  $q_0=5.5$ . Aplicando estes resultados a um sistema prático de 20Gbit/s ( $T_0=4.5\text{ps}$ ), a distância de transmissão sem desvios de frequência é aproximadamente 2800km, enquanto que, para os solitões com o desvio de frequência ( $s=0.8$  ou  $\Delta f=230\text{MHz}$ ) esta passa a valer aproximadamente 9400km. Estas estimativas foram obtidas para um sistema de comunicações de  $1.55\mu\text{m}$  usando  $\beta_2=-1\text{ps}^2/\text{km}$ .

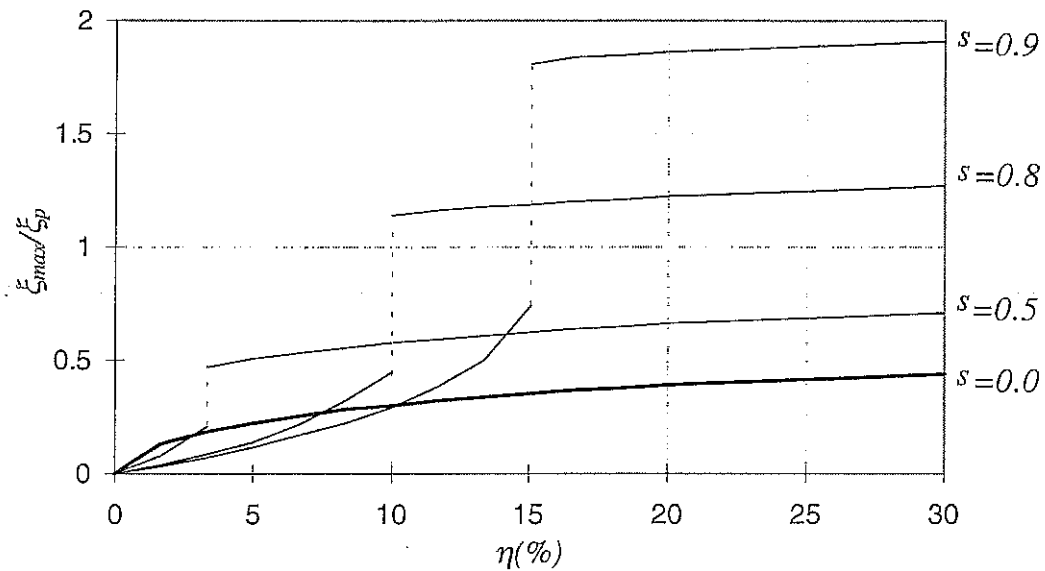


Figura 27- Distância máxima de transmissão como função do desvio de frequência permitido na duração de um bit para diversas frequências normalizadas e  $q_0=5.5$ .

Estes resultados sugerem-nos um método de codificação capaz de melhorar o desempenho dos sistemas actuais de comunicações ópticas baseados em solitões. Num sistema prático, todas as combinações de "1" e "0" são prováveis de obter. Do ponto de vista da interação entre solitões, a combinação de múltiplos bits "1" como "00111100" são os mais prejudiciais. No entanto, em todas essas sequências, todos os bits "1" exceptuando os vizinhos dos bits "0" têm as suas forças contrabalançadas, pelo menos até certo ponto.

Propõe-se impor desvios de frequência apenas nos solitões mais extremos de cada sequência de bits "1", por exemplo, na sequência "011100", o segundo e o quarto bits, a contar da esquerda para a direita, seriam então afectados por um desvio de frequência.

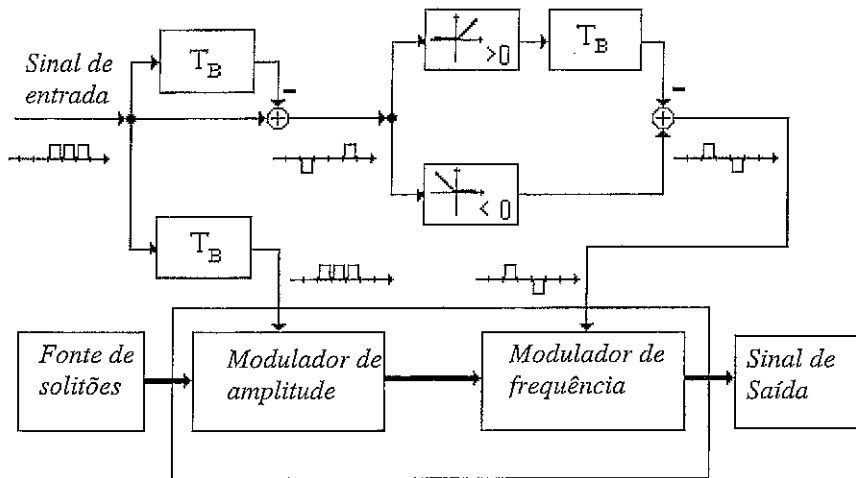


Figura 28- Diagrama de blocos do dispositivo que gera os sinais eletrônicos capazes de impor os desvios de frequência nos solitões vizinhos dos bits "0" de uma sequência de bits "1". No diagrama, os blocos com  $T_B$  representam atrasos de um bit, os blocos com um função de transferência são circuitos de decisão positivos ( $>0$ ) e negativos ( $<0$ ) e os restantes são dispositivos ópticos.

O esquema descrito pode ser implementado na prática com base no diagrama de blocos apresentado na Figura 28, que gera um sinal de três níveis, onde é "+1" ou "-1" para solitões que necessitam de desvios de frequência positivos ou negativos e zero para os restantes. Este circuito, apenas faz uso de circuitos de decisão, de atraso e somadores, sendo por isso, um dispositivo bastante simples.

Simulações numéricas utilizando sequências pseudo-aleatórias, foram feitas resolvendo a NLSE, para caracterizar o benefício real deste esquema de codificação. A distância de transmissão apenas melhorou de cerca de duas vezes devido à interacção residual entre os solitões mais internos em longas sequências de bits "1". As mesmas simulações também mostraram que as sequências que continham número par de solitões, limitavam a distância de transmissão mais que as sequências com número ímpar destes. O facto dos solitões extremos se afastarem dos solitões que lhes são adjacentes, provoca um desequilíbrio nas forças contrabalançadas dos solitões mais internos. Com as forças desequilibradas há uma tendência para início de processos de colisão.

De qualquer modo, o desempenho pode ser melhorado recorrendo a esta técnica.

Como se pode ver na Figura 17, a distância final atingida foi sensivelmente dobrada para o mesmo desvio temporal máximo imposto, ao contrário do que seria esperado que era um melhoramento de um factor de três. Estes desvios temporais finais vão ainda ser afectados de outras fontes de *jitter* (eg. de Gordon-Haus).

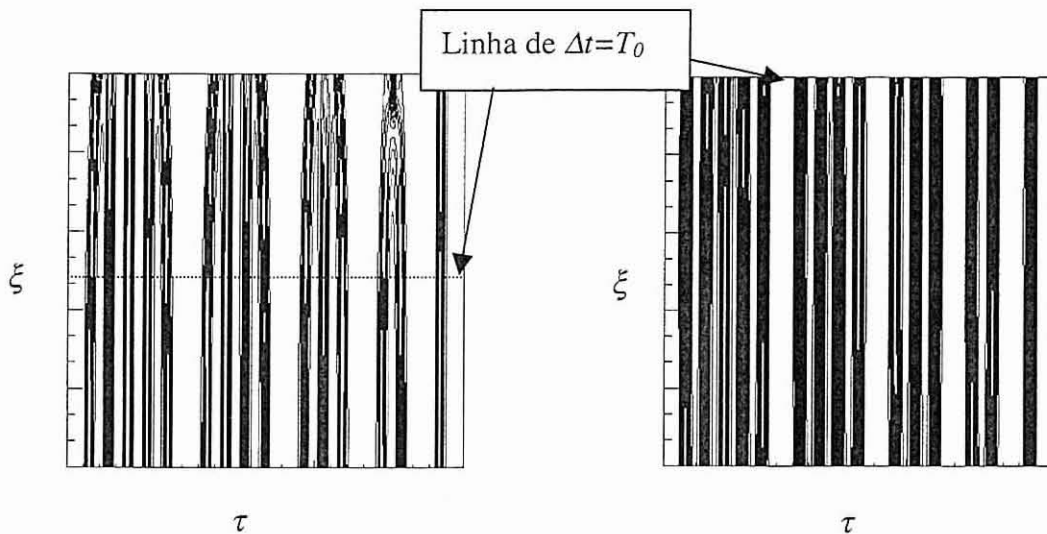


Figura 29- Comparação das distâncias atingidas para um desvio  $\Delta t=T_0$  para o caso não codificado e codificado, da esquerda para a direita respectivamente em que  $q_0=4.1$  e  $s=0.75$ .

## 5.8. Conclusões

Neste capítulo foram abordados diversos aspectos relacionados com sistemas monocal baseados em solitões, sendo dada especial evidência ao efeito de desvios de frequência na interacção entre impulsos.

Iniciou-se o capítulo por uma descrição da equação não linear de Schödinger, derivando-se desta o conceito de solitão e diversas perturbações que afectam o comportamento deste tipo de impulsos (secção 5.2 e 5.3). Para facilitar o desenho de sistemas com solitões foram estudados diversos fenómenos que limitam o seu desempenho (secção 5.4): recuperação das perdas, *jitter* de Gordon-Haus e acústico, dispersão devida aos modos de polarização, a degradação da relação sinal ruído e finalmente, com maior detalhe, a interacção entre solitões. Pôde concluir-se que o *jitter* de Gordon-Haus, a degradação da relação sinal ruído e a interacção entre solitões são os fenómenos que mais condicionam, na generalidade, estes sistemas.

Dada a importância da interacção entre impulsos, foi desenvolvida formulação analítica para a sua caracterização (secção 5.5), tendo sido concluído que este fenómeno apresenta propriedades distintas de acordo com a magnitude do desvio de frequência imposto. Foi determinado o limite de validade das expressões em causa, bem como os principais efeitos de um desvio de frequência entre solitões, na sua interacção.

Por forma a obtermos um estado da arte no controlo da interacção de solitões, foi feita uma resenha sobre diferentes métodos de controlo deste fenómeno (secção 5.6). O controlo da amplitude, fase, separação, polarização, o uso dos efeitos não lineares de ordem superior e factores de dispersão de ordem superior, o uso intercalado de moduladores de amplitude e fase e ainda o uso de filtros fixos e deslizantes foram explorados no sentido do controlo da interacção entre impulsos adjacentes.

Com base no estudo efectuado na secção 5.5, foi proposto um método de controlo da interacção entre solitões (secção 5.7) que utiliza a atribuição selectiva de desvios de frequência aos impulsos de uma sequência aleatória, para maximizar a distância de

transmissão. Estes desvios de frequência devem ser otimizados com base nos requisitos do sistema, tendo sido obtida formulação para a sua determinação. Este método, de fácil implementação prática, permitiu melhorar em cerca de duas vezes o limite da distância imposto pela interacção entre impulsos, quando se transmite uma sequência aleatória de informação. Foi também obtido o diagrama de blocos do sistema que implementa este método de controlo.

## Referências:

- [1] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2<sup>nd</sup> edition, Academic Press, San Diego, California, 1995
- [2] A. Hasegawa and Y. Kodama, *Solitons in Optical Communications*, Oxford University Press, New York, 1995
- [3] M. J. Ablowitz and H. Segur, *Solitons and the inverse scattering transform*, Society of industrial and applied mathematics, Philadelphia, 1981
- [4] M. J. Ablowitz and P.A. Clarkson, *Solitons, nonlinear evolution equation and inverse scattering*, Cambridge University press, Cambridge, UK, 1991
- [5] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, "Exact theory of two-dimensional self focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media", *Sov. Physics, JEPT* 34, pp. 62, 1972
- [6] C.R. Menyuk, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 10, pp. 1585, 1993
- [7] A. Hasegawa, "Amplification and Reshaping of Optical Solitons in a Glass Fibre- IV: Use of Stimulated Raman Process", *Optics Lett.*, Vol.8, pp.650, 1983
- [8] S. Chakravarty, M.J. Ablowitz, R. J. Sauer and R. B. Jenkins, "Multi-soliton interactions and WDM", *Optics Lett.*, Vol. 20, No. 2, pp. 136-138, 1995
- [9] B. Hermansson and D. Yevick, "Numerical investigation of soliton interaction", *Electron. Lett.*, Vol. 19, No. 15, pp. 570-571, 1983
- [10] C. Desem, P.L. Chu, "Soliton interaction in presence of loss and periodic amplification in optical fibers", *Optics Letters*, Vol. 12, No.5, pp.349-351, 1987
- [11] M. Nakasawa, K. Suzuki, K. Kubota, A. Yamada, E. Kimura, Y. 'Straight-line soliton data transmission at 20 Gbit/s beyond Gordon-Haus limit', *Electron. Lett.*, 1993, vol. 30, No. 16, pp. 1331-1333
- [12] M. Nakazawa, M. Yoshida, E. Yamada, K. Suzuki, T. Kitoh, M. Kawachi, '80 Gbit/s soliton transmission over 500 km with unequal amplitude solitons for timing clock extraction', *Electron. Lett.*, vol. 30, No. 21, pp. 1777-1778, 1994
- [13] P. L. Chu, and C. Desem, 'Mutual interaction between solitons of unequal amplitudes in optical fibers', *Electron. Lett.*, vol. 21, No. 24, pp. 1133-1134, 1985
- [14] D. Anderson, and M. Lisak, 'Bandwidth limits due to mutual pulse interaction in optical soliton communication systems', *Optics Lett.*, vol. 11, No.3, pp.174-176, 1986
- [15] Haelterman, M. and Sheppard, A. P., 'Canceling soliton interaction in single mode optical fibres', *Electron. Lett.*, Vol. 21, No. 13, pp. 1177-1178, 1993
- [16] Karpman, V. I. and Solov'ev, V. V., 'A perturbational approach to the two soliton systems', *Physica 3 D*, 1981, pp. 487-502
- [17] A. L. J. Teixeira and J. da Rocha, "Two soliton behaviour in presence of a frequency shift", *Proc. Photonics East, SPIE*, Vol. 2918, pp. 50-58, Boston, 1996
- [18] A.L.J. Teixeira, G. P. Agrawal and J. da Rocha, "Increasing transmission distance of soliton communication systems by selective frequency shifts", *Electron. Lett.*, Vol. 32, No. 21, pp. 1995-1996, October 1996
- [19] A.L.J. Teixeira, G. P. Agrawal and J. da Rocha, "Novel scheme for increasing transmission distance of soliton communication systems by selective frequency shifts", *Proceedings of the CLEO/Europe 1996*, Hamburg, Germany, pp. 245 -CThF2, 1996
- [20] Gordon, J. P., 'Interaction forces among solitons in optical fibers', *Optics Lett.*, vol. 8, No. 11, pp. 596-598, 1983
- [21] L.F. Mollenauer, S. G. Evangelides and J. P. Gordon, "WDM with solitons in ultra-long distance transmission using lumped amplifiers", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 9, No. 3, pp. 362-367, 1991
- [22] J. P. Gordon and H. A. Haus, "Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission", *Optics Lett.*, Vol. 11, No. 10, pp. 665-667, 1986
- [23] S. Wen and S. Chi, "undoing soliton interaction by optical phase conjugation", *Electron. Lett.*, Vol.30, No. 8, pp. 663-664, 1994
- [24] C. Desem, P.L. Chu, "Effect of third-order dispersion of optical fibre on soliton interaction.", *Electron. Lett.*, Vol. 21, No. 6, pp. 228-229, 1985
- [25] S.G. Evangelides et al., "Soliton WDM transmission with and without guiding filters", *Photonics Technol. Lett.*, Vol.8, No. 10, 1996
- [26] P.V. Mamyshev, L.F. Mollenauer, "Stability of soliton propagation with sliding guiding filters", *Optics Lett.*, Vol. 19, No. 24, 1994
- [27] N.J. Smith, K.J. Blow, W.J. Firth, K. Smith, "Soliton dynamics in the presence of phase modulators", *Optics Commun.*, Vol. 102, No. 3, pp. 324-328, 1993
- [28] L.F. Mollenauer, P.V. Mamyshev, M.J. Neubelt, " Demonstration of soliton WDM transmission at 6 and 7 x 10Gbit/s error free over transoceanic distances", *Electron. Lett.*, No.5, Vol. 32, pp. 471-473, 1996
- [29] Y. Yano et al, "2.62 Terabit/s WDM transmission experiment using optical duobinary coding", *ECOC96 proceedings*, pp.5.3-5.6, 1996
- [30] A.F. Benner, J.R. Sauer, M.J. Ablowitz, "Interaction effects on Wavelength multiplexed soliton data packets", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, No. 12, pp. 2331-2340, 1993
- [31] L. Gagnon, N. Stievenart, "N-soliton interaction in optical fibers: the multiple pole case", *Optics Lett.*, Vol. 19, No. 9, pp.619-621, 1994
- [32] I. M. Uzunov, V. D. Stoev, T. I. Tzoleva, "N-soliton interaction in trains of unequal soliton pulses in optical fibers", *Optics Lett.*, Vol. 17, No. 20, pp. 1417-1419, 1992
- [33] Z.Y. Chen, N. N. Huang, "N-soliton solution of the modified nonlinear schrodinger equation", *Optics Lett.*, Vol. 15, No. 1, pp. 4-5, 1990
- [34] A. Blondeson, D. Anderson, M. Lisak, *Phys. Scr.* 20, pp.479, 1979
- [35] I. M. Uzunov, V. D. Stoev, T. I. Tzoleva, "Influence of initial phase difference between pulses on the N-soliton interaction in trains of unequal soliton pulses in optical fibers", *Optics Comm.*, Vol. 97, pp. 307-311, 1993

- [36] K.J. Blow, N.J. Doran, "Bandwidth limits of nonlinear (soliton) optical communication systems.", *Electron. Lett.*, Vol. 19, No. 11, pp. 429-430, 1983
- [37] P.L. Chu, C. Desem, "Effect of third-order dispersion of optical fibre on soliton interaction.", *Electron. Lett.*, Vol. 21, No. 6, pp. 228-229, 1985
- [38] N.J. Smith, K.J. Blow, W.J. Firth, K. Smith, "Soliton dynamics in the presence of phase modulators", *Optics Commun.*, Vol. 102, No. 3, pp. 324-328, 1993
- [39] S. Wabnitz, "Suppression of soliton interactions by phase modulation", *Electron. Lett.*, Vol. 29, No. 19, pp. 1711-1713, 1993
- [40] P.C. Subramanian, "Wavelength Division Multiplexing of phase modulated solitons", *Optics Comm.*, Vol. 93, pp. 294-299, 1992
- [41] P.-L. François, T. Georges, "Reduction of averaged soliton interaction forces by amplitude modulation", *Electron. Lett.*, Vol. 18, No. 8, pp. 583-585, 1993
- [42] M. Nakazawa, Suzuki, K., Yoshida, E., Yamada, E., Kitoh, T., Kawachi, M., "160Gbit/s soliton data transmission over 200 km", *Electron. Lett.*, Vol. 31, No. 7, pp. 565-566, 1995
- [43] M. Nakazawa et al., "Soliton transmission at 20 Gbit/s over 2000 km in Tokyo metropolitan optical network", *Electron. Lett.*, Vol. 31, No. 17, pp. 1478-1479, 1995
- [44] C. Desem, P.L. Chu, "Reducing soliton interaction in single-mode optical fibres.", *IEE Proc Part J*, Vol. 134, No. 3, pp. 145-151, 1987
- [45] L.F. Mollenauer, E. Lichtman, M. J. Neubelt, G. T. Harvey, "Demonstration, using sliding frequency guiding filters of error free soliton transmission over more than 20Mm at 10Gbit/s single channel and over more than 13Mm at 20 Gbit/s in a two channel WDM", *Electron. Lett.*, Vol. 29, No. 10, pp. 910-911, 1993
- [46] L. F. Mollenauer, "Making the most of fiber nonlinearity: soliton transmission with sliding-frequency guiding filters", *Conf Proc Laser Electr Optic Soc Annu Meet*, Anaheim CA, Vol. 8, pp. 72p, 8-13 May 1994
- [47] L. F. Mollenauer, P.V. Mamyshev, M.J. Neubelt, "Measurement of timing jitter in filter-guided soliton transmission at 10 Gbits/s and achievement of 375 Gbits/s-Mm, error free, at 12.5 and 15 Gbits/s", *Optics Lett.*, Vol. 19, No. 10, pp. 704-706, 1994
- [48] P.V. Mamyshev, L.F. Mollenauer, "Wavelength-division-multiplexing channel energy self-equalization in a soliton transmission line by guiding filters", *Optics Lett.*, Vol. 21, No. 19, pp. 1658-1660, 1996
- [49] L.F. Mollenauer, J. P. Gordon, S. Evangelides, "The sliding-frequency guiding filter: an improvement form of soliton jitter control", *Optics Lett.*, Vol. 17, No. 22, pp. 1575-1577, 1992
- [50] Y. Kodama, S. Wabnitz, "Analysis of soliton stability and interactions with sliding filters", *Optics Lett.*, Vol. 19, No. 3, pp. 162-164, 1994
- [51] M. Romagnoli, S. Wabnitz, M. Midrio, "Bandwidth limits of soliton transmission with sliding filters", *Optics Comm.*, Vol. 104, No. 4,5,6, pp. 293-297, 1994
- [52] Y. Kodama, S. Wabnitz, "Reduction of soliton interaction forces by bandwidth limited amplification", *Electron. Lett.*, Vol. 27, No. 21, pp. 1933-1937, 1991
- [53] Y. Kodama, S. Wabnitz, "Reduction and suppression of soliton interactions by bandpass filters", *Optics Lett.*, Vol. 18, No. 16, pp. 1311-1313, 1993
- [54] A. Mecozzi, H.A. Haus, " Effect of filters on soliton interactions in Wavelength Division Multiplexing systems", *Optics Lett.*, Vol. 17, No. 14, pp. 988-990, 1992
- [55] S. Wabnitz, "Control of soliton train transmission, storage, and clock recovery by cw light injection", *Optics Lett.*, Vol. 13, No. 12, pp. 2739-2749, 1996
- [56] M. Nakazawa, E. Yamada, H. Kubota, K. Suzuki, "10 Gbit/s soliton data transmission over one million kilometres", *Electron. Lett.*, Vol. 27, No. 14, pp. 1270-1272, 1991
- [57] Y. Miyamoto, et al., "1.04Tbit/s DWDM transmission experiment based on alternate-polarization 80Gbit/s OTDM signals", *ECOC'98*, Vol. 3, pp. 55-56, 1998
- [58] L. Manica, *Sistemas de Comunicação Óptica WDM com Solitões*, Tese de Mestrado, Instituto Superior Técnico, Lisboa, 1998



# **CAPÍTULO 6**

## **Propagação Não Linear com Acomodação de Dispersão**

### **6.1. Introdução**

Outra das técnicas de transmissão que tem vindo a demonstrar o seu potencial em diversos tipos de sistemas terrestres e submarinos de comunicações, utiliza impulsos do tipo solitão em conjunto com métodos de compensação na dispersão. De facto, a combinação de um *chirp* inicial no impulso induzido por um dispositivo apropriado (eg. fibra, *chirp* do laser emissor, modulador), com a compensação da dispersão e impulsos RZ (gaussianos, do tipo solitão), pode resultar em melhorias significativas no desempenho comparando quer com os sistemas mais vulgares de solitões puros, quer sistemas de propagação linear [3].

As limitações na velocidade do processamento no domínio da electrónica, elege a técnica de multiplexagem no comprimento de onda (WDM) como uma opção viável para a obtenção de uma melhor ocupação da largura de banda óptica disponível. Se aliarmos a propagação não linear com acomodação de dispersão à técnica de WDM, poderemos

obter alguns benefícios. Um dos benefícios mais interessantes está aliado ao facto de que o *jitter* temporal causado por colisões de canais em WDM, factor fortemente limitativo nos sistemas não-lineares sem compensação de dispersão, aparece tipicamente bastante reduzido pelo uso da compensação de dispersão [32]. Ainda, e agora comparando com os sistemas lineares, este método permite uma maior acumulação de fase não linear [3].

Neste capítulo vai ser feita uma breve apresentação do formalismo das lagrangeanas e da sua aplicabilidade em sistemas de propagação por fibra óptica (secção 6.2). Seguidamente, secção 6.3, serão apresentadas as equações de variação dos diversos parâmetros do impulso com a propagação na fibra. Com base nesta formulação, vão ser caracterizados os efeitos da variação dos diversos parâmetros nas características de propagação dos impulsos (secção 6.4). Vai ser dado interesse especial à variação do índice de compensação da dispersão com o comprimento de onda, sendo contabilizados os seus efeitos no sistema (secção 6.5). Com base nestes resultados, vai ser apresentado um método de alocação de canais WDM no espectro óptico (secção 6.6), que permite a sua melhor utilização, face às limitações causadas pela referida limitação. Finalmente, será observada a interacção de impulsos deste tipo e suas implicações (secção 6.7).

## **6.2. Formalismo das Lagrangeanas.**

Como já tivemos oportunidade de discutir ao longo deste trabalho, a NLSE (*Non-Linear Schrödinger equation*), pode ser resolvida de diversas maneiras, entre as quais recorrendo ao ISM (*Inverse Scattering Method*) e ao SSFM (*Split-Step Fourier Method*). O ISM é uma ferramenta analítica que, como já foi referido, implica na sua utilização cálculos que podem atingir elevados graus de complexidade mas, no entanto, é uma ferramenta perfeitamente geral. O SSFM, ao contrário do ISM na generalidade das situações, permite, embora numericamente, estudar com relativa facilidade as soluções da NLSE. Contudo, pelo facto de ser um método numérico, a sua precisão obtém-se à custa de aumento dos recursos computacionais necessários e do tempo consumido. Além destes problemas, estudos sobre a dinâmica global do sistema são morosos, uma vez que exigem para cada situação particular uma nova simulação, com igual rigor.

No entanto, em situações específicas onde se pretendem apenas observar alguns fenómenos, não há necessidade de contemplarmos o sistema com tanto detalhe, podendo desprezar alguns factores. Assim, nestas situações, é interessante explorar outras metodologias que simplifiquem o processo.

Uma das características mais importantes da NLSE, é ter uma estrutura lagrangeana [2]. Deste modo, o método das lagrangeanas pode ser usado para análise de perturbações na variação de determinados impulsos. O método pode ser aplicado quando a equação (NLSE) permite uma solução bem definida. Este método, não é de utilização trivial, sendo os processos matemáticos envolvidos na determinação dos sistemas de equações diferenciais que vão representar o sistema no domínio das lagrangeanas algumas vezes complexo. Contudo, as vantagens deste método residem no facto de que os resultados podem, na generalidade dos casos, facilmente ser obtidos recorrendo a métodos de integração bastante simples, como é o caso do de Runge-Kutta.

Pelo facto da formulação das lagrangeanas ser uma representação aproximada do sistema em causa (NLSE), é vital a escolha da função de teste, o *ansatz*, para que este método resulte correctamente. Assim, o *ansatz*, terá que conter os parâmetros tais que as suas variações ao longo da propagação permitam a representação da evolução real dos impulsos.

Para um determinado sistema definido por uma equação (eg. NLSE), a densidade lagrangeana ( $\mathbf{L}$ ) pode ser definida a partir do sistema original e das equações de Euler-Lagrange. Assim, para um sistema cujo argumento é uma função  $u$ , que dependa do tempo ( $\tau$ ), e da distância ( $\xi$ ), a densidade lagrangeana vai depender ainda do conjugado de  $u$ ,  $u^*$ , das derivadas de  $u$  e do seu conjugado em ordem aos parâmetros  $\tau$  e  $\xi$ , aqui notadas como  $\tau u$ ,  $\tau u^*$ ,  $\xi u$  e  $\xi u^*$ . As equações de Euler-Lagrange referentes ao sistema em questão são:

$$\frac{\partial \mathbf{L}}{\partial u^*} = \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \mathbf{L}}{\partial \xi u^*} + \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial \mathbf{L}}{\partial \tau u^*} \right] \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{L}}{\partial u} = \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \mathbf{L}}{\partial_{\xi} u} + \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial \mathbf{L}}{\partial_{\tau} u} \right] \quad (6.2)$$

$\mathbf{L}$  terá que ser tal que, aplicada às equações (6.1) e (6.2) resulte na equação original ou na sua conjugada.

Se considerarmos, a título de exemplo a NLSE,

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (6.3)$$

e a densidade lagrangeana,

$$\mathbf{L} = \frac{i}{2} \left( u^* \frac{\partial u}{\partial \xi} - u \frac{\partial u^*}{\partial \xi} \right) - \frac{1}{2} \left| \frac{\partial u}{\partial \tau} \right|^2 + \frac{1}{2} |u|^4 \quad (6.4)$$

Podemos substituir esta função de densidade,  $\mathbf{L}$ , na equação (6.1), de modo a observar que esta a verifica.

$$\frac{\partial \mathbf{L}}{\partial_{\tau} u^*} = -\frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial \tau} \quad \text{e} \quad \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial \mathbf{L}}{\partial_{\tau} u^*} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{L}}{\partial_{\xi} u^*} = -\frac{i}{2} u \quad \text{e} \quad \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \mathbf{L}}{\partial_{\xi} u^*} = -\frac{i}{2} \frac{\partial u}{\partial \xi} \quad (6.6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{L}}{\partial u^*} = \frac{i}{2} \frac{\partial u}{\partial \xi} + u |u|^2 \quad (6.7)$$

Se reagruparmos os termos obtidos pelas equações (6.5) a (6.7) de acordo com (6.1), podemos verificar que obtemos a equação (6.3), como facilmente se pode observar:

$$\frac{i}{2} \frac{\partial u}{\partial \xi} + |u|^2 u = -\frac{i}{2} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \quad (6.8)$$

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (6.9)$$

Para uma dada função teste, que terá que ser criteriosamente escolhida, como já foi referido, poderemos então obter o valor da lagrangeana média. Esta obtém-se da integração temporal da densidade lagrangeana de uma função teste,  $u$ , no tempo.

$$L_m = \int_{-\infty}^{+\infty} L d\tau \quad (6.10)$$

Mas o que se pretende com esta metodologia, é obter as variações dos diversos parâmetros da função teste com a propagação,  $\xi$ , e isto pode ser agora obtido derivando a lagrangeana média,  $L_m$ , da seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{\partial L_m}{\partial \mathfrak{K}} \right) = \frac{\partial L_m}{\partial \mathfrak{K}} \quad (6.11)$$

em que  $\mathfrak{K}$  representa cada um dos parâmetros do *ansatz* a considerar. É ainda de referir que estamos a assumir a notação

$$\frac{\partial f}{\partial x} =_x f \quad (6.12)$$

em que  $x$  é a variável em ordem à qual estamos a derivar a função  $f$ , embora por vezes para melhor visualização tenhamos usado ambas as notações em simultâneo.

### 6.3. Acomodação de Dispersão com Impulsos Gaussianos

Primeiramente nesta secção, vamos introduzir os parâmetros e forma do impulso que melhor se adaptam à situação de acomodação de dispersão e ao formalismo das lagrangeanas. Em seguida, derivam-se as equações que regem a evolução com a distância dos diversos parâmetros. Finalmente, vão ser tecidas considerações gerais sobre o seu comportamento, e apresentados alguns conceitos importantes para a compreensão das restantes secções.

#### 6.3.1. Formulação

A propagação de um impulso solitário com forma  $u(\xi, \tau) = \sqrt{a(\xi)} q(\xi, \tau)$  numa linha de transmissão com características periódicas, em que a dispersão é  $D_n(\xi)$ , e a evolução da energia do impulso é  $a(\xi)$ , pode ser modulada por uma equação semelhante a (6.3), correspondente à NLSE perturbada (ver secções 3.4.1 e 5.4.1):

$$i \frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{2} D_n(\xi) \frac{\partial^2 q}{\partial \xi^2} + a(\xi) |q|^2 q = 0 \quad (6.13)$$

Vamos optar por uma normalização com base numa dispersão cromática de referência,  $\beta_{ref}$ , e num tempo de referência,  $\tau_c$ . Os valores destes dois parâmetros podem ser escolhidos arbitrariamente, mas na generalidade,  $\beta_{ref}$  é muitas vezes escolhido como sendo a dispersão cromática de segunda ordem média da ligação. O tempo de referência,  $\tau_c$ , é normalmente da ordem de grandeza da largura do impulso à entrada da fibra.

Na Tabela 1, apresentam-se as expressões de normalização e definições dos parâmetros utilizados.

| Parâmetro                                  | Expressão                                       |
|--|---|
| Tempo de referência                        | $\tau_c$  |
| Dispersão de referência                    | $\beta_{ref}$                                   |
| Tempo em unidades reais                    | $T=\tau\tau_c$                                  |
| Dispersão em unidades reais                | $\beta_2=D_n\beta_{ref}$                        |
| Tempo normalizado                          | $\tau$  |
| Dispersão normalizada                      | $D_n$   |
| Comprimento característico                 | $Z_c=\tau_c^2/ \beta_{ref} $                    |
| Potência característica                    | $P_c=\lambda A_{eff}/(2\pi n_2 Z_c)$            |
| Energia característica                     | $E_c=P_c\tau_c$                                 |
| Distância normalizada                      | $Z=\xi Z_c$                                     |
| Potência                                   | $P= u ^2 P_c$                                   |
| Área efectiva da fibra                     | $A_{eff}$                                       |
| Índice não linear                          | $n_2$   |
| Variação da energia                        | $a(\xi)=e^{(-\ln(G)/\xi a^*(\xi-(n-1)*\xi a))}$ |
| Ganho (linear)                             | $G$   |
| Distância real entre amplificadores        | $L_a$   |
| Distancia entre amplificadores normalizada | $\xi_a=L_a/Z_c$                                 |
| Número de amplificadores                   | $N$   |

Tabela 1- Descrição de alguns parâmetros importantes

Se, ao longo da ligação forem usados diversos tipos de fibra, deve manter-se sempre a mesma normalização, apenas variando o valor de  $a(z)$  na junção das diversas fibras. Uma diminuição na área efectiva ou um incremento no coeficiente não linear, corresponderão a uma amplificação, ou a uma atenuação, respectivamente. Deve referir-se que a metodologia é aplicável à propagação de impulsos em fibras fracamente birrefringentes com muitas variações nos eixos de refração [22], que é o caso mais comum nas fibras instaladas.

Foi provado por alguns grupos [11]-[19] que propagações com características periódicas e estáveis podem ser obtidas em ligações periódicas, para as quais a dispersão cromática local é grande comparada com a dispersão média da transmissão. Os impulsos que verificam esta condição são impulsos do tipo gaussiano [15][19]. Estas propriedades foram demonstradas experimentalmente [7]-[10] [23]-[27].

A propagação nestas condições pode ser modelada com relativa precisão recorrendo ao formalismo das lagrangeanas, em que o *ansatz* escolhido represente convenientemente um impulso gaussiano [17][18]. Além da forma da envolvente do *ansatz*, teremos que escolher correctamente um conjunto eficiente de parâmetros que represente o impulso correctamente ao longo da propagação.

Para melhor entendermos a necessidade dos parâmetros envolvidos, vamos recorrer ao diagrama de blocos apresentado na Figura 1.

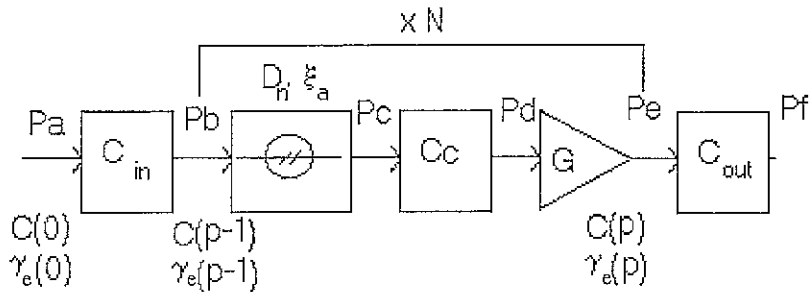


Figura 1- Diagrama de blocos da propagação. Os parâmetros representam:  $C_{in}$ - pre-chirp,  $C(p)$ - chirp normalizado do impulso no troço  $p$ ,  $\gamma_e(p)$ - largura espectral normalizada do impulso no troço  $p$ ,  $C_{out}$ - post-chirp.  $Pa$ ,  $Pb$ ,  $Pc$ ,  $Pd$ ,  $Pe$  são pontos de referência.

O impulso vai sofrer variações no seu *chirp*, como tal, teremos que monitorar este parâmetro,  $b$ . Como o *chirp* em conjunto com a dispersão da fibra alteram a largura do impulso,  $W$ , esta terá também que ser observada na propagação. Eventualmente a fase,  $\phi$ , será também um factor a ter em conta. Com o que foi apurado até este momento, o *ansatz*, deverá ser definido como [2]:



$$q(\xi, \tau) = \sqrt{B_1} \exp \left[ - (1 + ib) \frac{\tau^2}{2W^2} + i\phi \right] \quad (6.14)$$

É importante notar que qualquer dos parâmetros definidos  $b$ ,  $W$  e  $\phi$  é função da distância percorrida. No entanto, essa dependência vai ser omitida na notação usada por uma questão de simplicidade na interpretação das equações. A mesma simplificação de notação vai ser feita em  $D_n(\xi)$  e  $a(\xi)$ , que vão passar a ser representados simplesmente como sendo  $D_n$  e  $a$ .

Com o impulso definido na equação (6.14) e a lagrangeana média associada à equação (6.13), podemos definir a evolução dos parâmetros  $W$ ,  $b$  e  $\phi$  através da metodologia da secção 6.2, como sendo [3]:

$$W \frac{\partial W}{\partial \xi} = -bD_n \quad (6.15)$$

$$W^2 \frac{\partial b}{\partial \xi} = -(1 + b^2)D_n + \frac{aE}{\sqrt{2\pi}} W \quad (6.16)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = \frac{5aE}{4W\sqrt{2\pi}} \quad (6.17)$$

Na Tabela 2 definem-se os parâmetros específicos deste tipo de propagação.

| Parâmetro                      | Expressão                            |
|--------------------------------|--------------------------------------|
| Energia normalizada do impulso | $E = B_1 W \sqrt{\pi}$               |
| Potência de pico do impulso    | $B_1$                                |
| Largura quadrática do impulso  | $\overline{\tau^2} = W^2 / 2$        |
| Evolução da energia            | $aE$                                 |
| Largura espectral normalizada  | $\gamma_e = (1 + b^2) / W^2$         |
| Largura espectral quadrática   | $\overline{\Omega^2} = \gamma_e / 2$ |

|  |                                    |
|--|------------------------------------|
| Largura do impulso a meia altura                       | $\tau = 2W\sqrt{\ln(2)}$           |
| Largura inicial do impulso                             | $2\tau_c\sqrt{\ln(2)/\gamma_e(0)}$ |
| <i>Chirp</i> normalizado                               | $C = -b/\gamma_e$                  |
| Relação de compensação                                 | $\eta_d = -Cc/D_n\xi_a$            |
| <i>Chirp</i> normalizado do dispositivo de compensação | $Cc = -\eta_d D_n \xi_a$           |
| <i>Chirp</i> normalizado inicial                       | $C_{in} = C(0)$                    |
| Largura espectral normalizada inicial                  | $\gamma_e(0)$                      |
| Valor do <i>Pre-chirp</i> não normalizado              | $C(0)\beta_{ref}Z_c$               |
| Potência à saída do amplificador                       | $0.5 E E_c T_B$                    |

Tabela 2- Descrição de alguns parâmetros importantes

Como na propagação de solitões sem compensação de dispersão a fase não-linear  $\phi$  é uma constante ao longo do impulso, esta não tem por isso um papel muito importante [3]. Devido ao efeito da grande dispersão cromática local comparada com o efeito não linear da fibra, o parâmetro  $\gamma_e$  tem uma evolução lenta ao longo da propagação [17].

Assim, partindo destes pressupostos e escrevendo as equações (6.15) e (6.16) com base agora nos parâmetros  $\gamma_e$  e  $C$ , poderemos entender melhor os processos físicos envolvidos.

$$\frac{\partial C}{\partial \xi} = D_n + \left( C^2 - \frac{1}{\gamma_e^2} \right) \frac{aE}{W^3 \sqrt{2\pi}} \quad (6.18)$$

$$\frac{\partial \gamma_e}{\partial \xi} = -2\gamma_e C \frac{aE}{W^3 \sqrt{2\pi}} \quad (6.19)$$

Este sistema de equações pode ser facilmente resolvido por um método de integração numérica simples, como o de Runge-Kutta, integrando as equações (6.18) e (6.19) num

troço de comprimento  $\xi_a$ , adicionando a  $C$  no ponto  $P_c$  um valor  $C_c$ , correspondente ao efeito do dispositivo de compensação da dispersão.

### 6.3.2. Comportamento e Características de Sistemas com Acomodação de Dispersão

No regime linear (ver equação (6.18) e (6.19)),  $C$  representa a dispersão cumulativa pois  $\partial C / \partial \xi = D_n$ , e logo  $C = D_n \xi$ , ou seja um factor proporcional à dispersão e que cresce com a propagação. Contudo, uma contribuição não linear devida à evolução de  $C$  é adicionada quando  $aE > 0$ . Esta contribuição pode ajudar a contrabalançar a dispersão cromática no regime de  $D_n > 0$  desde que  $\gamma_e |C| < 1$  (i.e. quando o alargamento temporal é inferior a  $\sqrt{2}$ ) pois o factor não dependente de  $D_n$  na equação (6.18) vai assumir, neste caso, valores negativos. No entanto, a largura espectral normalizada  $\gamma_e$  (equação (6.19)) pode também ser modificada pela não linearidade, aumentando quando  $C < 0$  e diminuindo quando  $C > 0$ , pelo facto do sinal da sua derivada ser inverso do factor  $C$ .

Recorrendo ao diagrama da Figura 1 podemos descrever, em traços gerais, a mecânica deste tipo de propagação. O impulso em  $P_a$  ao passar pelo bloco  $C_{in}$ , acumula um *chirp* inicial importante no controlo da não linearidade, pois este é responsável por pré-dimensionar o impulso de modo a que se dê uma correcta compensação da dispersão da fibra,  $P_b$ . Seguidamente, este impulso com *chirp* vai propagar-se por um meio que é simultaneamente não linear e dispersivo para chegar  $P_c$ , onde este deve vir afectado de um valor de dispersão acumulada e simultaneamente de uma fase não linear. O impulso em  $P_c$  vai então atravessar um dispositivo de compensação de *chirp* ( $C_c$ ), e atingir o ponto  $P_d$  onde é amplificado passando para o ponto  $P_e$ . Neste ponto, se todos os fenómenos estiverem correctamente balanceados, o impulso vai ter exactamente as características que teria à entrada da fibra, ponto  $P_b$ , se não, vai ter um conjunto de parâmetros  $C(I)$  e  $\gamma_e(I)$ . Independentemente da situação a propagação é feita por  $N$  troços semelhantes aos descritos que vão gerar em  $P_e$  uma série de valores de  $C(p)$  e  $\gamma(p)$ ,  $p = 1..N$ . Por forma a termos um impulso sem *chirp* (*transform limited*) pode ainda usar-se um dispositivo de post-chirp ( $C_{out}$ ) e gerar um impulso para ser passado ao receptor ( $P_f$ ).

Se não houver um conveniente balanço de todos os factores, à saída dos troços de fibra, a variação da forma impulso é por vezes uma função pseudo-periódica. Queremos dizer, que os impulsos não têm exactamente a mesma forma nem condições à saída dos diversos amplificadores (Pe), no entanto, nestes casos, o impulso só recuperará em algumas condições e apenas após alguns estágios de amplificação, podendo, para certas condições, não chegar a recuperá-las.

Vamos tomar os parâmetros da Tabela 3 como base para as considerações que vão ser efectuadas sobre este tipo de impulsos.

| <i>Parâmetro</i> | <i>Valor</i> | <i>Unidade</i>      |
|------------------|--------------|---------------------|
| $D_n$            | 100          |                     |
| $\xi_a$          | 0.2          |                     |
| $C_c$            | -19.8        |                     |
| $\eta_d$         | 0.99         |                     |
| $E$              | 75           |                     |
| $G$              | 100          |                     |
| $C(0)$           | -1.72        |                     |
| $\gamma_e(0)$    | 0.675        |                     |
| $\beta_{ref}$    | -0.21        | ps <sup>2</sup> /km |
| $\beta_2$        | 21           | ps <sup>2</sup> /km |
| $\alpha$         | 0.2          | dB/km               |
| $Z_a$            | 100          | km                  |
| $A_{eff}$        | 80           | μm <sup>2</sup>     |
| $n_2$            | 2.5E-20      | m <sup>2</sup> /W   |
| $Z_c$            | 500          | km                  |
| $\tau_c$         | 10.25        | ps                  |
| $E_c$            | 16.2         | fJ                  |
| $E E_c$          | 1.2          | pJ                  |
| $P_{amp}$        | 12           | mW                  |
| $B_{rate}$       | 20           | Gbit/s              |

Tabela 3- Lista de parâmetros para um sistema prático

Os parâmetros apresentados descrevem aproximadamente um sistema implementado laboratorialmente [5]. Neste sistema, como em outros sistemas deste tipo, os impulsos modificam-se ao longo de um troço de fibra. Um modo de observar a evolução destes

impulsos pode ser analisando as variações dos parâmetros  $C$  e  $\gamma_e$ , que se relacionam com o *chirp* e com a largura espectral do impulso.

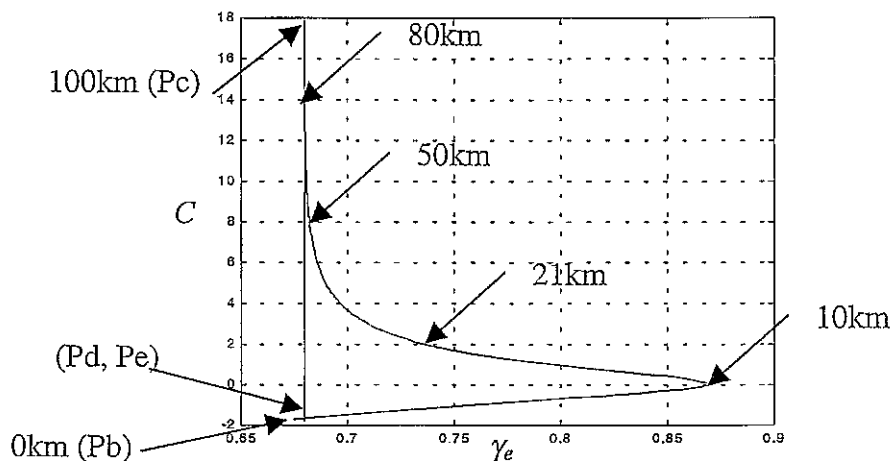


Figura 2- Variação dos parâmetros  $C$  e  $\gamma_e$  num troço de fibra de 100km com compensação de chirp no final, ou seja evolução dos parâmetros  $C$  e  $\gamma_e$  do ponto Pb a Pe.

Como se pode ver na Figura 2, no início da propagação temos um rápido incremento no parâmetro  $\gamma_e$ . Este comportamento pode ser explicado se notarmos que o impulso nesta fase, sofre uma compressão devido ao *chirp* inicial que lhe foi imposto pelo elemento de *pre-chirp* (Pa→Pb). Seguidamente, o impulso alarga-se e acumula *chirp* ( $C$  cresce) à medida que propaga na fibra, devido à dispersão compensada parcialmente pela não linearidade da fibra (Pc). O elemento de compensação de dispersão ( $Cc$ ), que tem em normalmente um comprimento muito inferior ao do troço de fibra considerado, funcionando como um compensador localizado que apenas afecta o *chirp* do impulso.

Da Figura 2 pode ainda observar-se que, comparando os parâmetros  $C$  e  $\gamma_e$  correspondentes aos pontos Pe e Pb, se houver um correcto dimensionamento dos parâmetros (como é o caso escolhido para a ilustração da Figura 2), os impulsos vão recuperar as suas condições após cada troço, e deste modo apresentar características de propagação aparentemente estável quando observados à saída dos sucessivos estágios de amplificação (Pe). Este caso pode ser observado mais claramente na Figura 3, onde se representam apenas os valores de  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$ . Como se pode notar há apenas uma

pequena variação dos parâmetros ao longo da propagação. Por esta razão vamos designar este sistema como periódico, e classificar estes impulsos como solitões com *chirp* (*chirped solitons*).

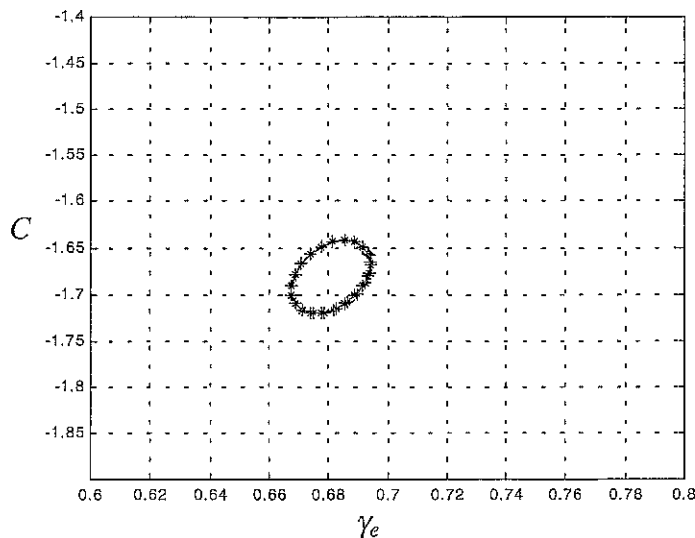


Figura 3- Variação dos parâmetros  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  à saída dos amplificadores ( $P_e$  unidos por uma linha) para uma propagação ao longo de vários troços de fibra e para valores iniciais correspondentes a valores muito próximos do ponto fixo ( $C(0)=-1.72$ ,  $\gamma_e(0)=0.675$  e  $\eta_d=0.99$ ). É de notar que a escala é propositadamente muito mais pequena que a usada na Figura 2.

Quando na saída de cada andar de amplificação ( $P_e$ ), os impulsos se apresentam aproximadamente invariantes, é usual definir este ponto de funcionamento como de “ponto fixo” ( $C(p)=C(p-1)$  e  $\gamma_e(p)=\gamma_e(p-1)$ ). Assim, na Figura 3 temos uma propagação típica de um sistema a operar perto do ponto fixo:

No entanto, se a compensação não for exacta, ou algum dos parâmetros não for convenientemente desenhado, as características do sistema alteram-se. Para esses casos a propagação deixa de ser periódica no ponto  $P_e$ , passando a ser pseudo-periódica nesse ponto, como já referido. Podemos observar um exemplo deste tipo de propagação nos diagramas da Figura 4.

Na Figura 4 a) é apresentada a representação completa da variação de  $C$  e  $\gamma_e$ , ou seja, a evolução destes factores ao longo de todos os componentes (ver Figura 2), numa ligação

com 80 troços de fibra. Na Figura 4 b) apresentam-se apenas os valores de  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  ( $p$  de 1 a  $N$ ) no ponto  $P_e$  unidos por uma linha.

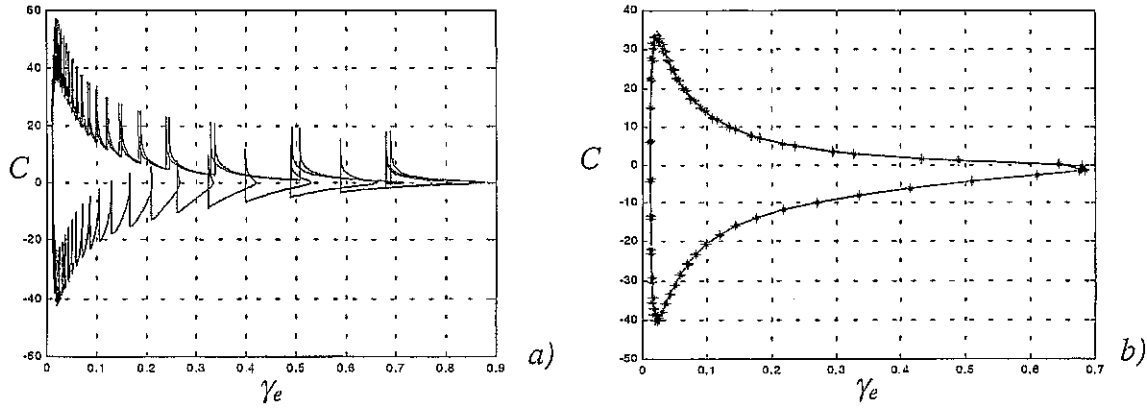


Figura 4- Variação dos parâmetros  $C$  e  $\gamma_e$  ao longo de toda a propagação em a) e  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  à saída dos amplificadores (\*) para uma propagação ao longo de 80 troços em b). Relação de compensação de  $\eta_d=0.92$ , para  $C(0)=-1.72$  e  $\gamma_e(0)=0.675$ .

Pode ver-se que, ao contrário do caso apresentado na Figura 3, onde o período de recuperação das condições iniciais é aproximadamente igual a um troço de fibra, neste caso apenas depois de alguns troços de fibra o impulso recupera as suas completamente as condições iniciais, seguindo um comportamento aproximadamente cíclico.

#### 6.4. Comportamento de Sistemas Monocanal com Acomodação de Dispersão

Após observação dos resultados da secção 6.3.2, iremos agora estudar a evolução dos parâmetros  $C$  e  $\gamma_e$  referentes ao impulso, quando este é sujeito a diferentes características do sistema, que no caso anterior são assumidas ideais (eg. índice de compensação,  $\eta_d$ , condições iniciais de *chirp* e largura de impulso normalizados,  $C(0)$  e  $\gamma_e(0)$ , energia inicial do impulso,  $E$ , ganho e atenuação da fibra,  $G$ ).

### 6.4.1. Índice de Compensação

Se mantivermos todas as características do sistema constantes, à excepção do índice de compensação (quer por variação do valor do compensador, quer por variações nas características da fibra),  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  irão sofrer variações e o sistema deixará de ter as propriedades do ponto fixo.

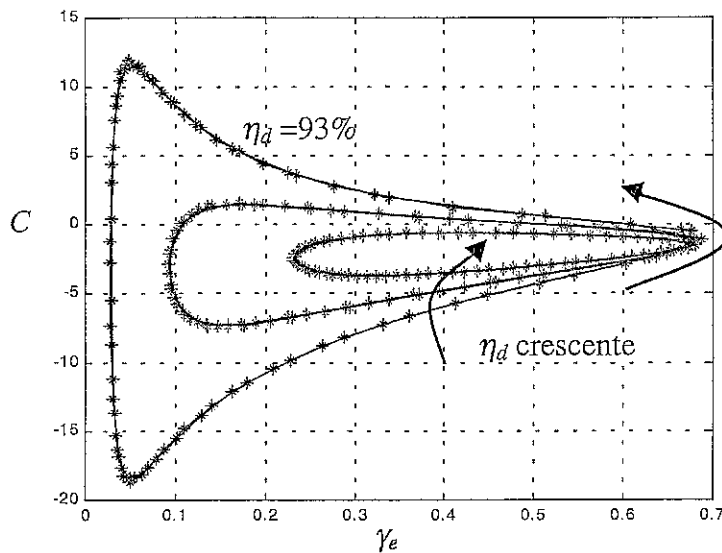


Figura 5- Variação dos parâmetros  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  unidos por uma linha, para 80 troços de fibra e valores iniciais  $C(0)=-1.72$  e  $\gamma_e(0)=0.675$  (Tabela 3) e com índices de compensação a variar 93%, 95% e 97%, mantendo todos os outros parâmetros fixos.

Na Figura 5 podemos observar o comportamento do sistema definido na Tabela 3, para diversos valores de compensação da dispersão. O aumento do índice de compensação ( $\eta_d$ ) provoca uma diminuição da amplitude de variação dos parâmetros  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  correspondentes, e simultaneamente o período de recuperação das condições iniciais do impulso vai aumentando.

Este facto deve ser considerado na escolha do comprimento de onda, aquando do desenho de um sistema, em casos em que as fibras detêm valores de dispersão de terceira ordem não desprezáveis [32]. A variação no factor de dispersão da fibra com o comprimento de



onda, considerando um comprimento fixo do troço, traduz-se numa variação de  $\eta_d$ , e como consequência, num afastamento das condições de funcionamento em ponto fixo.

Este sistema apresenta-se tipicamente estável (no sentido de valores de variação e período de  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  não muito grandes, e consequentes valores de largura temporal muito grandes) para valores de compensação entre 95% e pouco mais que 100%. Como se pode constatar da Figura 6, as condições de ponto fixo para este sistema encontram-se quando  $\eta_d=99\%$ . O sistema ainda apresenta características pseudo-periódicas quando  $\eta_d=100\%$ , no entanto, quando  $\eta_d=101\%$  os parâmetros tendem a divergir do seu valor inicial, não havendo condições para recuperação das condições iniciais.

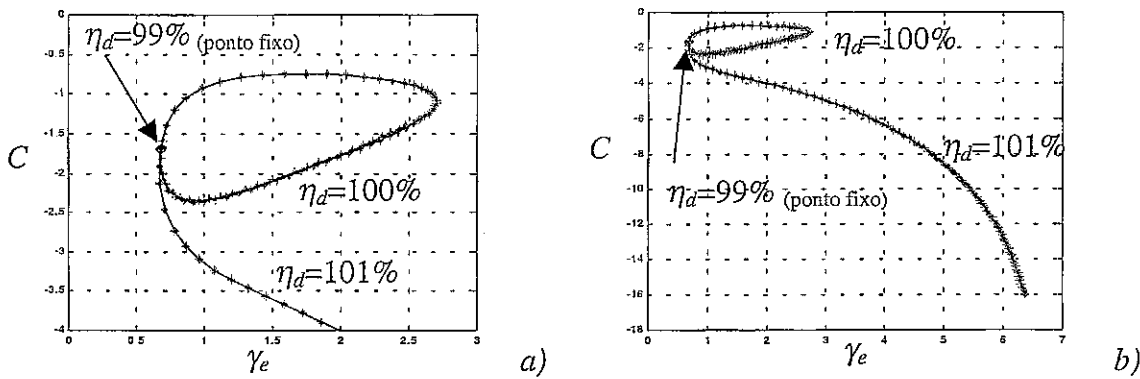


Figura 6- Variação dos parâmetros  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  em  $Pe$  ao longo de vários troços de fibra para valores iniciais correspondentes a  $C(0)=-1.72$  e  $\gamma_e(0)=0.675$ , e com  $\eta_d = 99\%$ ,  $100\%$  e  $101\%$  (b) mantendo todos os outros parâmetros fixos. Na figura a) apenas se evidenciam os valores de  $\eta_d = 99\%$  e  $\eta_d = 100\%$  para maior detalhe.

#### 6.4.2. Chirp e Largura Espectral Normalizados

Ao variarmos o *chirp* inicial normalizado ( $C(0)$ ) ou a largura espectral inicial do impulso ( $\gamma_e(0)$ ), vamos causar alterações nas condições de ponto fixo do sistema, logo, nestes casos esperam-se situações semelhantes às verificadas na secção anterior (secção 6.4.1) onde o parâmetros  $\eta_d$  foi variado.

O *chirp* normalizado inicial vai definir, como já foi abordado na secção 6.3.2, o efeito inicial da fibra no impulso, podendo, dependendo do sinal deste, causar uma compressão do impulso ou contribuir para o seu alargamento, aumentando o seu *chirp*.

A variação do comportamento de  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  em  $(Pe)$  com a alteração deste parâmetro  $C(0)$  pode ser observado na Figura 7. Para sistemas com acomodação de dispersão, o parâmetro  $C(0)$  não é tão problemático quanto a variação de  $\eta_d$ , pois provoca variações de menor amplitude nas características pseudo-periódicas dos impulsos no ponto  $Pe$ . Se  $C(0)$  for inferior ou superior a  $C(0)$  correspondente a operação em ponto fixo, o sistema ainda mantém as suas características de pseudo-periodicidade (ver Figura 7), pelo menos nas vizinhanças das condições de ponto fixo.

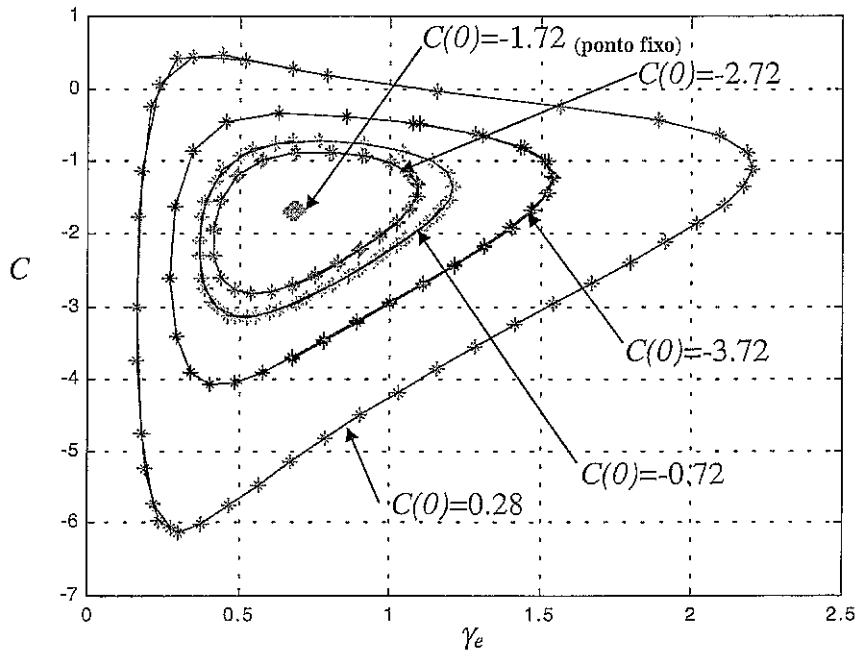


Figura 7- Variação dos parâmetros  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  ao longo de vários troços para  $\gamma_e(0)=0.675$  e  $C(0)$  com valores entre  $-3.72$  e  $0.28$  com passos de  $1$ .

A variação de  $\pm 1$  em  $C(0)$ , ou, em unidades reais, de  $\pm 105\text{ps}^2$  não tem um impacto muito grande nas condições do impulso (pode observar-se este facto na Figura 7 comparando as curvas correspondentes a  $C(0)=-2.72$  e  $C(0)=-0.72$ , que se sobrepõem aproximadamente).

Este parâmetro assume, deste modo, um papel importante, mas não é determinante para a estabilidade deste sistema.

#### 6.4.3. Energia do Impulso

A energia do impulso é um parâmetro importante neste tipo de sistemas não lineares com acomodação de dispersão, e reflecte também uma das suas vantagens. Este tipo de sistemas permite impulsos com energia acrescida relativamente aos sistemas de solitões comuns, sem provocar fenómenos não desejados (ver secção 3.4). Vencem-se, deste modo, a limitação na SNR (*Signal-to-Noise Ratio*) que os sistemas de solitões normais apresentam, causada pela necessidade intrínseca de um valor de potência específico para se comportarem como um solitão de primeira ordem (secção 5.4.2).

O aumento/diminuição da energia do impulso provoca um aumento/diminuição da fase não linear acumulada durante a propagação na fibra. Este facto altera as condições de propagação, desviando uma vez mais o sistema das condições de operação em ponto fixo. Assim, uma energia acrescida relativamente à energia correspondente à operação em ponto fixo ( $E=75$ ), provoca um aumento da contribuição não linear para o *chirp* do impulso (equação (6.18)), resultando neste caso, numa compressão temporal do impulso (acrescida largura espectral), alargando a curva de  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  no sentido de maiores valores de  $\gamma_e$ . Uma diminuição da energia provoca um efeito contrário, deslocando a curva no outro sentido (ver Figura 8).

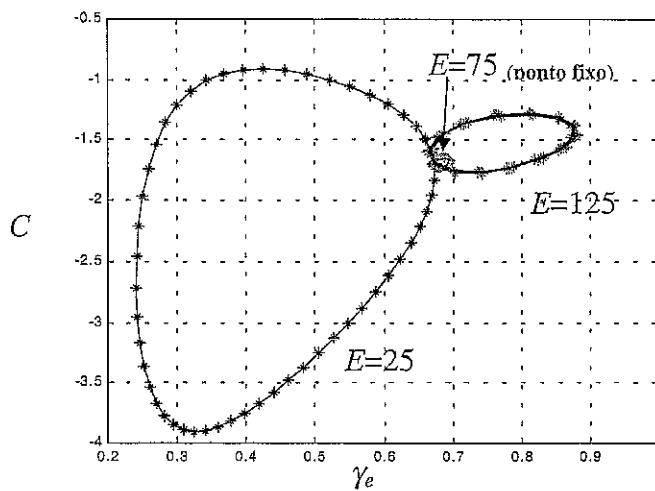


Figura 8- Variação dos parâmetros  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  ao longo de 50 troços de fibra, para  $\gamma_e(0)=0.675$  e  $C(0) = -1.72$  com a energia normalizada ( $E$ ) a tomar os valores de 25, 75, 125.

O fraco processo não linear que advém do recurso a valores de energia abaixo do valor de  $E$  correspondente à operação em ponto fixo, provoca uma compensação incompleta da fase acumulada pela dispersão e, como tal, o sistema apresenta grandes variações nos parâmetros  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  do impulso (ver Figura 8). Pelo contrário, um aumento da mesma quantia em  $E$ , provoca variações de menor amplitude nos mesmos parâmetros. Sendo assim, o sistema mais sensível a valores de energia baixos que valores de energia excessivos, permitindo variações deste parâmetro sem grandes alterações no comportamento do sistema. Este facto é importante no dimensionamento e implementação de sistemas com acomodação de dispersão, pois, variações na amplitude de impulsos consecutivos, quer devido a acumulação de ruído, quer pelo próprio processo de geração de impulsos são factores que na implementação não podem ser evitados. Além disto, o facto de valores acrescidos de energia causarem menores variações no comportamento do sistema também é importante, pois pode-se ganhar alguma margem na SNR sem ter que perder muito da periodicidade do sistema.

#### 6.4.4. Ganho do Amplificador

Vamos considerar, no estudo do efeito do ganho do amplificador, que a energia é sempre balanceada no ponto  $P_e$  da Figura 1, representando para o caso de um aumento do ganho

um aumento da atenuação e o inverso na situação oposta. Se considerarmos uma fibra com baixa atenuação (baixo ganho no amplificador), a propagação do impulso com o mesmo peso do efeito não linear, é prolongado. No entanto, se a atenuação da fibra for alta (ganho alto), o efeito não linear é mais localizado, só que devido à acrescida energia local este vai também ser mais forte. Devido a esta dualidade, a análise deste fenómeno não é muito simples e, por tal, vamos limitar as conclusões aos resultados apresentados na Figura 9.

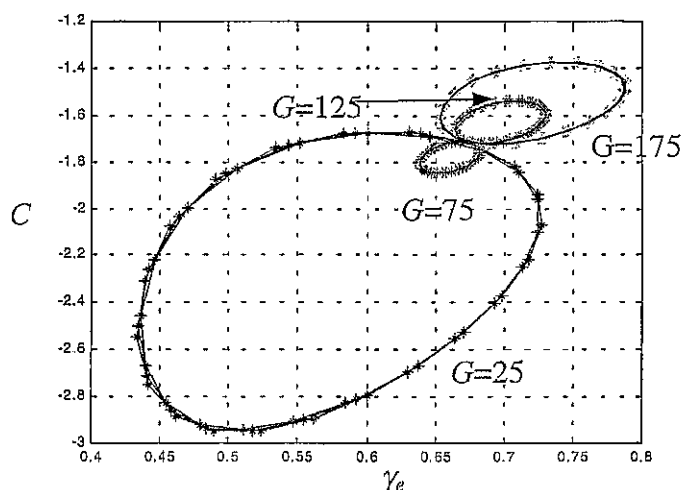


Figura 9- Variação dos parâmetros  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  em a) e largura temporal a meia altura normalizada em b), para vários trocos de fibra e para valores de Ganho a variar de 25 a 200 com passo de 25.

Para este caso, uma vez mais, o sistema é menos sensível a valores de ganho superiores ao valor correspondente à operação em ponto fixo, do que a valores inferiores, e as razões que se prevêem para isto acontecer são idênticas às apresentadas para justificar o caso da secção anterior.

Como se pôde constatar ao longo das secções 6.4.1 a 6.4.4, os sistemas não lineares com acomodação da dispersão apresentam sensibilidade aos diversos parâmetros do sistema. Contudo, pôde ver-se que neste sistema com condições propícias a batimentos entre os diversos ciclos próprios da propagação e os ciclos de amplificação (devido às suas características periódicas), este tipo de sistemas apresenta uma grande capacidade de adaptação, mostrando-se bastante resistente a variações nos seus diversos parâmetros.

Na secção seguinte (6.5), iremos introduzir uma metodologia para acomodação de problemas resultantes da variação de parâmetros como a dispersão como o comprimento de onda, para aplicações em sistemas WDM.

### **6.5. Acomodação de Dispersão em Sistemas de Comunicação Multicanal (WDM)**

As fibras instaladas pelas várias operadoras de telecomunicações, foram essencialmente desenvolvidas para sistemas monocanal, para os quais as variações do declive do factor de dispersão com o comprimento de onda não é, numa primeira aproximação, um factor importante para o seu desenho. Este facto, conduziu a que muitas das fibras já instaladas apresentem grandes valores da dispersão de terceira ordem. Além disso, as fibras de compensação de dispersão, têm também um declive de dispersão próprio, que pode ou não compensar o declive de cada troço em particular.

Para o caso em que a fibra compensadora anula suficientemente o declive da dispersão da fibra de transmissão, uma vez determinadas as condições de ponto fixo para esse sistema, a implementação de um sistema WDM apenas passa pela alocação dos canais com base em algumas considerações diversas das que vamos aqui abordar. No entanto, para os casos em que a fibra de compensação não é desenhada especificamente para cada um dos troços que vai compensar, em sistemas WDM, a variação na dispersão pode reflectir-se no comportamento do sistema, como já foi observado na secção 6.4.1.

Na Figura 10 está representado o diagrama de blocos de um sistema com acomodação de dispersão, que foi usado como plataforma de simulação, teste e comparação dos resultados do formalismo das lagrangeanas com o SSFM para o *ansatz* escolhido (equação (6.14)). Este diagrama vai ainda servir para comprovação dos resultados da metodologia sugerida nesta secção.

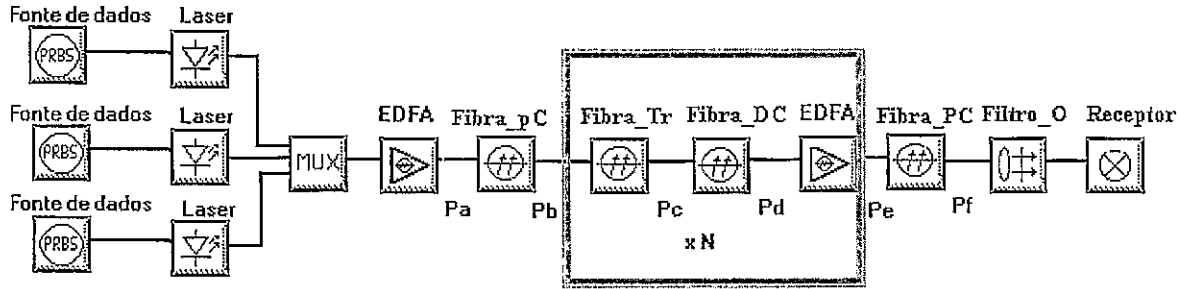


Figura 10- Diagrama de blocos de um sistema de três canais WDM com acomodação de dispersão.

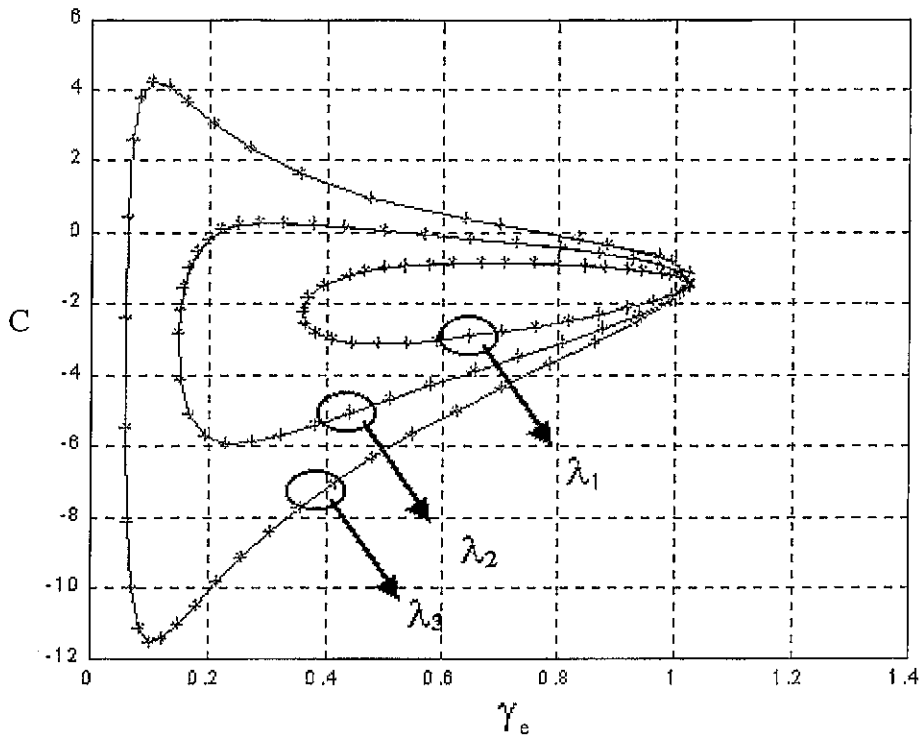
No diagrama de blocos da Figura 10 estão representados também os pontos referidos na Figura 1 (Pa, Pb, Pc, Pd, Pe e Pf). Iniciamos então a descrição do sistema pelas fontes ópticas correspondentes a três comprimentos de onda diferentes, que genericamente vão ser rotulados como  $\lambda_i, i=1,2,3$ . Os sinais procedentes destas três fontes, são multiplexados na frequência por um acoplador WDM de três portas (MUX). O sinal multiplexado e amplificado correspondente a Pa, é processado por um troço de fibra de compensação de dispersão (DCF-*Dispersion Compensation Fiber*) como elemento de *pre-chirp* (Fibra\_pC), que representa neste caso o bloco  $C_{in}$  da Figura 1, afectando nesta configuração, simultaneamente todos os canais, Pb. Seguidamente, inicia-se a propagação, passando o sinal inicialmente por um troço de fibra de transmissão até atingir o ponto Pc (Fibra\_Tr). A dispersão acumulada é compensada parcialmente por um outro troço de fibra DCF (Fibra\_DC) para atingir o ponto Pe, que representa o bloco  $C_c$  apresentado na Figura 1. Este sinal é seguidamente amplificado por um EDFA, sendo este conjunto de dispositivos repetido N vezes. Ao fim da propagação, o sinal passa por um troço de fibra de *post-chirp* (Fibra\_PC,  $C_{out}$  da Figura 1) cuja função é retirar o *chirp* dos impulsos. Finalmente, o sinal é desmultiplexado por um filtro óptico (Filtro\_O) e seguidamente é processado pelo receptor.

Neste sistema foi utilizada DCF para compensação e *pre-chirp* dos impulsos, mas esta tarefa pode ser realizada por qualquer outro dispositivo para o efeito, como *gratings* de compensação de dispersão [30].

## 6.5.1. Sistema com Dispersão de Terceira Ordem Não Nula

Se o declive da dispersão da fibra de transmissão não for completamente compensado pelo declive do dispositivo de compensação, os diversos canais sofrerão cada um efeitos de uma dispersão diferente.

Na Figura 11 apresentam-se os valores de  $C(p)$  e  $\gamma_e(p)$  para um sistema com acomodação de dispersão, em que o valor de  $D_n$  varia com o comprimento de onda. Isto corresponde a um caso em que o factor de dispersão de terceira ordem do conjunto Fibra\_Tr e Fibra\_DC não é nulo (ver Figura 10). Os asteriscos representam os valores nos pontos  $P_e$  (à saída de cada amplificador), a linha que une os asteriscos é apenas e mais uma vez apenas a conexão de cada um desses valores, para dar uma ideia da trajectória dos parâmetros.



a)



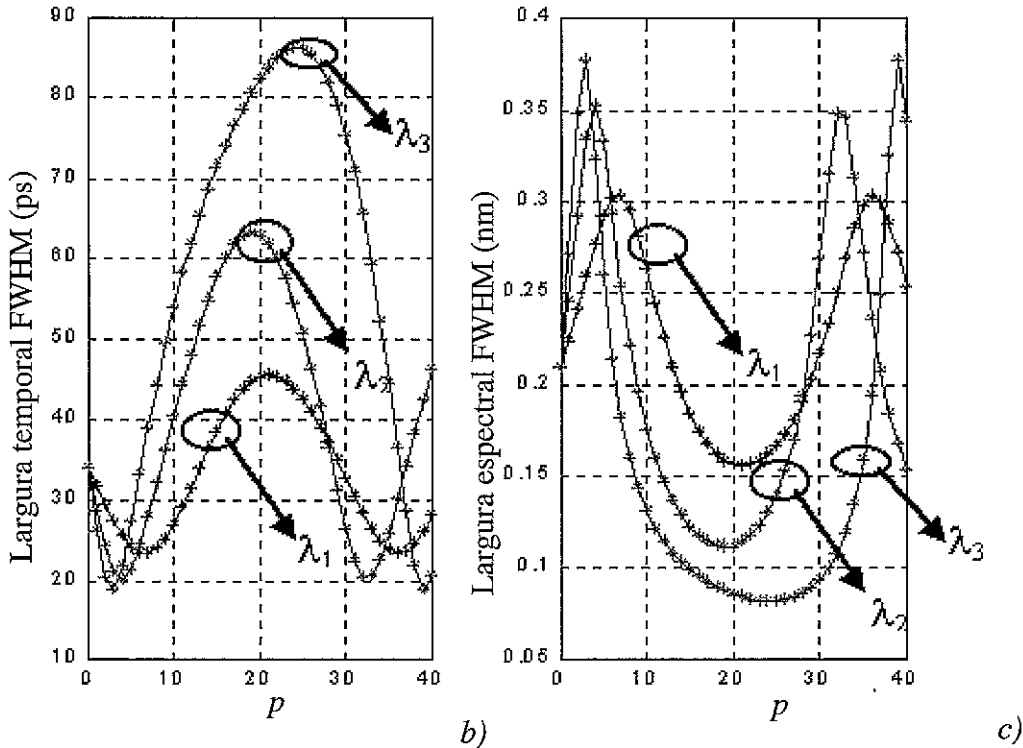


Figura 11- a) Representação de  $C(p)$  e  $\gamma_a(p)$ , b) largura temporal a meia altura (FWHM) e c) largura espectral a meia altura (FWHM) para três comprimentos de onda ( $\lambda_i$ ) na presença de variação de dispersão ( $D_n=100, 101$  e  $102$  correspondente a  $\lambda_1, \lambda_2$  e  $\lambda_3$ ) à saída de cada um de 40 troços.

Como se pode ver na Figura 11 b), o impulso sofre alargamentos e compressões quer no tempo quer no espectro, dependendo da dispersão local para cada um dos comprimentos de onda, restringindo o sistema de diversos modos.

Deste modo, se pretendermos enviar dados a um dado ritmo de transmissão ( $B$ ), o impulso terá que estar limitado no tempo (um valor máximo de FWHM, seja  $T_{FWHMmx}$ ), de modo a que a penalidade devida à ISI entre impulsos vizinhos não degrade grandemente o desempenho do sistema. Este  $T_{FWHMmx}$  no receptor, impõe limitações no comprimento de ligação ou na gama de comprimentos de onda que podem ser alojados, como se pode ver da Figura 11 (se considerarmos  $T_{FWHMmx}=55ps$ , teremos para o caso da figura o comprimento de onda limite  $\lambda_3$ , e um comprimento máximo de ligação corresponde a  $N=10$ ).

Além da limitação da janela imposta por restrições temporais, os diversos canais vão sofrer diversas compressões e expansões espectrais, que vão limitar o espaçamento mínimo entre canais. Deste modo, é necessária uma otimização do espaçamento entre canais no sistema para cada caso de declive de dispersão e condições em particular.

### 6.5.2. Validade dos Resultados

A metodologia que vamos apresentar, baseia-se na simulação de cada canal com base na metodologia das lagrangeanas apresentada na secção 6.2 a 6.3.1. Como foi referido, a qualidade dos resultados baseia-se na qualidade do *ansatz* escolhido, bem como na suficiência dos parâmetros escolhidos. Para que possamos ganhar confiança nos resultados obtidos pelo formalismo para caracterizar a largura espectral e temporal do impulso ao longo da propagação, é necessária a comparação dos resultados por esta obtidos com resultados provenientes de outra metodologia (laboratoriais ou simulação pelo SSFM). A concordância dos resultados obtidos por esta metodologia e os obtidos por simulação via NLSE pode ser observado, na Figura 12 e foi também já demonstrada em laboratório [5] para distâncias da ordem dos milhares de quilómetros.

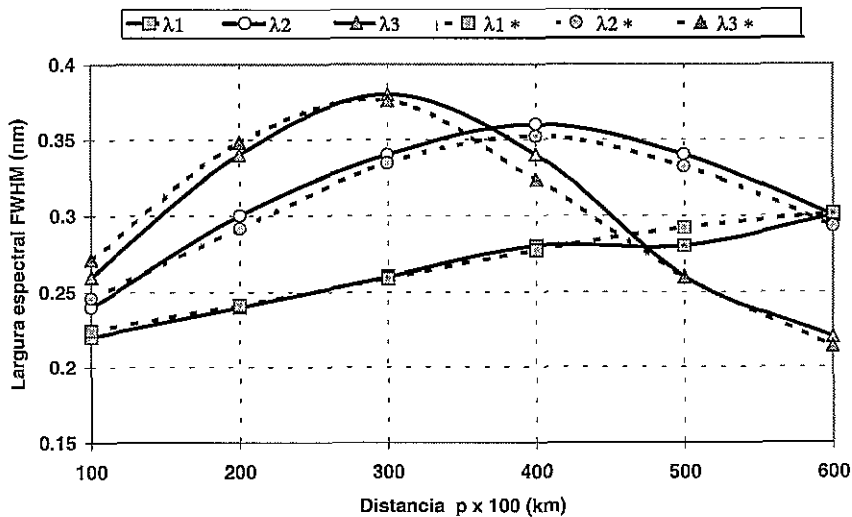


Figura 12- Comparação dos resultados de largura espectral para o mesmo sistema e canais da Figura 11 recorrendo ao formalismo lagrangeano e ao SSFM com  $p$  de 1 a 6. A linha a tracejado representa os resultados do formalismo lagrangeano e a linha a contínuo representa os resultados obtidos pelo SSFM.

Pode ver-se pela Figura 12, que os resultados são bastante coincidentes para estas distâncias, provando a adaptação da metodologia e dos elementos escolhidos para o estudo deste tipo de sistemas. As pequenas diferenças notadas, são devidas à resolução espectral do medidor de espectros do usado no SSFM.

Com estes resultados, podemos atestar que este método nos dá bons resultados na avaliação dos parâmetros do impulso em sistemas com acomodação da dispersão.

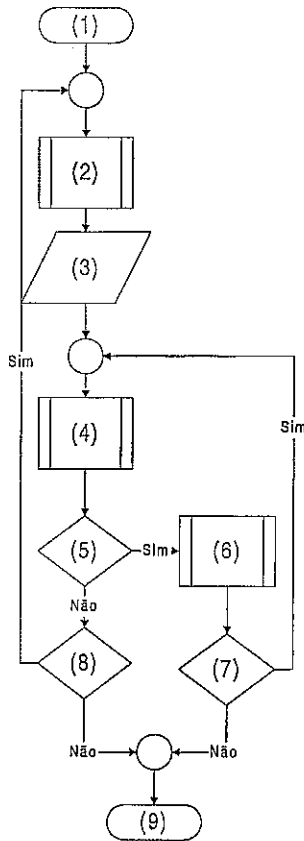
## **6.6. Metodologia para Distribuição de Canais WDM**

Dada a evolução dos parâmetros do impulso quando o sistema apresenta condições de propagação pseudo-periódicas, este vai apresentar, entre outros factores, larguras espectrais que variam com a distância de transmissão. Esta variação provoca uma variação na diafonia linear entre os diversos canais. Então, se for feita uma distribuição prévia dos canais no espectro de modo a minimizar este efeito, o problema da diafonia linear pode ser minimizado. Deste modo, em vez de distribuírmos uniformemente os canais, propõe-se uma distribuição cujos espaçamentos são dependentes da localização espectral e das condições de propagação de cada canal em particular.

### **6.6.1. Método proposto**

Poderemos iniciar o processo de distribuição dos canais WDM a distribuir, por um canal num comprimento de onda qualquer da janela de comprimentos de onda utilizáveis, por exemplo  $\lambda_1$  (eventualmente pode ser o canal para o qual foi dimensionado o sistema, ou seja onde este apresenta um comportamento completamente periódico ou em ponto fixo). Para este canal, vamos avaliar as suas características espectrais como função da distância de propagação com base no método das lagrangeanas. Desta informação, detecta-se a sua largura espectral no receptor,  $\Delta\lambda_1$ . Este valor vai servir de base para a determinação do espaçamento entre este canal e o seguinte. Adicionando a este valor uma banda de guarda,  $\Delta\lambda_d$ , que é dependente da qualidade do desmultiplexador, poderemos obter uma

primeira aproximação para a localização do canal seguinte,  $\lambda_2$ . Partindo deste ( $\lambda_2$ ), efectua-se o mesmo raciocínio, assim como para os restantes, efectuando os reajustes necessários, até que todos os canais estejam completamente distribuídos, ou a janela de distribuição esteja completa.



- 1- Toma-se um qualquer comprimento de onda á escolha, por exemplo  $\lambda_1$  (pode estar colocado em qualquer dos extremos da janela de comprimentos de onda).
- 2- Recorrendo ao formalismo das lagrangeanas estuda-se o comportamento dos parâmetros do impulso para a distância considerada – determina-se deste modo a sua largura espectral no fim da transmissão,  $\Delta\lambda_i$ .
- 3- Sabendo a qualidade do desmultiplexador, determina-se uma banda de guarda mínima necessária,  $\Delta\lambda_d$ , que vai ser adicionada à largura previamente determinada. Determina-se a partir daí a posição do canal seguinte com base nos dados obtidos até este ponto:  $\lambda_{i+1} = \lambda_i + \Delta\lambda_i + \Delta\lambda_d$ .
- 4- Repete-se o procedimento referido com o número (2) tendo por base  $\lambda_{i+1}$ , determinando por isso um novo valor para  $\Delta\lambda_{i+1}$ .
- 5- Comparam-se os valores de  $\Delta\lambda_{i+1}$  e  $\Delta\lambda_i$ . Se  $\Delta\lambda_{i+1} \geq \Delta\lambda_i$  então salta para (6), caso contrário salta para (8).
- 6- Determina-se a partir daí a posição do canal seguinte com base nos dados obtidos até este ponto:  $\lambda_{i+1} = \lambda_i + \Delta\lambda_{i+1} + \Delta\lambda_d$  e repete-se o procedimento referido com o número (2) tendo por base este novo valor de  $\lambda_{i+1}$ , determinando por isso um novo valor para  $\Delta\lambda_{i+1}$ .
- 7- O valor de  $\lambda_{i+1}$  ainda não ultrapassou a janela de comprimentos de onda disponível? Se sim salta para (4), caso contrário termina (saltando para (9)).
- 8- Decide se a janela ainda não está completa. Se ainda houver espaço, incrementa o contador  $i$  e reavalia novo comprimento de onda (2), se não termina (9).
- 9- Todos os canais já foram distribuídos ou a lotação máxima da janela foi excedida.

Figura 13- Algoritmo para distribuição dos diversos canais pela janela de transmissão.

Se, no entanto ocorrer a situação em que  $\Delta\lambda_{i+1}$  seja maior que  $\Delta\lambda_i$  ( $\Delta\lambda_{i+1} > \Delta\lambda_i$ ) teremos que reajustar o espaçamento entre estes ( $\lambda_{i+1}$  e  $\lambda_i$ ) como sendo o correspondente ao

máximo dos dois espaçamentos (máximo de  $\{\Delta\lambda_{i+1}; \Delta\lambda_i\}$ ) e refazer o processo para  $\lambda_{i+1}$ . Por exemplo, seja  $\lambda_i = \lambda_1$  e  $\lambda_{i+1} = \lambda_2$ , se ao calcularmos  $\Delta\lambda_2$  este for superior ao  $\Delta\lambda_1$ , teremos que obter  $\lambda_2$  como sendo  $\lambda_1 + \Delta\lambda_2 + \Delta\lambda_d$ , em vez de  $\lambda_1 + \Delta\lambda_1 + \Delta\lambda_d$ . Este processo deverá ser repetido até que a solução estabilize ( $\lambda_2$  antes de recalcularmos  $\Delta\lambda_2$  deverá aproximadamente igual ao valor  $\Delta\lambda_2$  obtido depois de recalcularmos  $\lambda_2$ ). É apresentada na Figura 13 a descrição algorítmica desta metodologia.

Com este método, minimiza-se a largura da janela espectral ocupada pelos canais distribuídos, usando a interferência espectral como critério.

### 6.6.2. Resultados do Método

Para demonstrar-mos o funcionamento deste método, vamos aplicá-lo a um sistema com parâmetros reais, comparando-o com um sistema idêntico em que o espaçamento é uniforme e em que ambos ocupam a mesma janela de comprimentos de onda.

Os sistemas considerados têm o diagrama de blocos apresentado na Figura 10, onde três comprimentos de onda são lançados num sistema de 10 troços de SMF com dispersão  $D=16.4\text{ps/nmkm}$  e atenuação  $0.2\text{dB/km}$ . Cada comprimento de onda transporta um canal de  $10\text{Gbit/s}$ . O dispositivo de compensação de dispersão é um troço de fibra compensadora de dispersão com  $D_{DCF}=-95\text{ps/nmkm}$  a  $1553\text{nm}$ . O declive da dispersão total é  $D'=0.4\text{ps/nm}^2\text{km}$ , cada sequência de impulsos ópticos tem potência média à saída do amplificador óptico de  $6.5\text{dBm}$  e largura a meia altura de  $21.1\text{ps}$ . Estes parâmetros são realizáveis e o comprimento foi escolhido por forma a que a interacção entre impulsos seja ainda baixa.

A banda de guarda para o desmultiplexador usado (um *grating*) é  $\Delta\lambda_d=0.21\text{nm}$ . Seguidamente, foi modelado o sistema com os parâmetros definidos no parágrafo anterior, e a posição dos canais determinada pelo algoritmo apresentado na Figura 13.

A Figura 14 mostra a variação da largura espectral de cada canal, já na sua posição final. Partindo de  $\lambda_1=1553\text{nm}$ , para o qual o sistema tinha sido concebido e as condições de

operação correspondiam à operação em ponto fixo, foi determinada a largura espectral no final ( $\Delta\lambda_1=0.24\text{nm}$ ). Partindo deste valor e da banda de guarda determinou-se a posição do segundo canal  $\lambda_2=1553.45\text{nm}$ . O diagrama de variação da largura espectral é também representado, determinando-se  $\Delta\lambda_2=0.14\text{nm}$ . Este valor serve então para a determinação de  $\lambda_3=1553.8\text{nm}$ . Assim, os canais foram distribuídos numa janela total de  $0.8\text{nm}$ . No entanto, se os tivéssemos distribuído uniformemente teríamos um espaçamento entre canais de  $0.4\text{nm}$ .

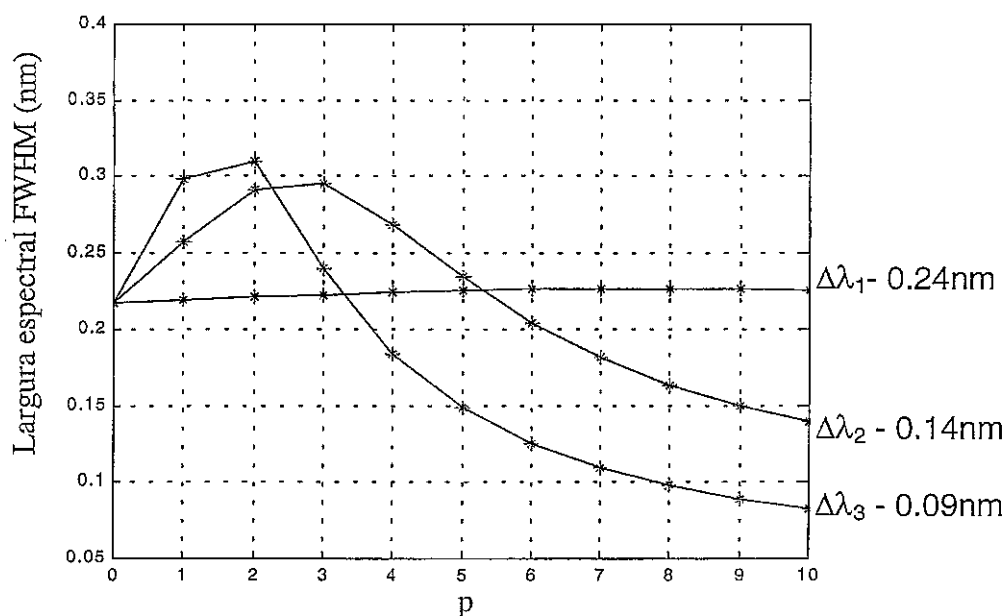


Figura 14- Distribuição de canais WDM para o sistema definido.

A Figura 15 apresenta os valores obtidos para o BER resultante da simulação do sistema com o SSFM em função da distância, num sistema cuja distribuição de canais WDM foi calculada para uma transmissão total de  $1000\text{km}$ . Como se constata da figura, o método de distribuição não uniforme proposto, conduz a valores de BER inferiores aos obtidos com o método de distribuição uniforme.

Como era de esperar, para distâncias muito diferentes da distância para a qual o espaçamento dos canais foi desenhado, o desempenho do sistema pode ser, por vezes,

inferior ao do sistema em que o espaçamento é uniforme. Contudo, para distâncias perto da distância para a qual a distribuição foi feita, o comportamento do sistema com distribuição não uniforme é melhor.

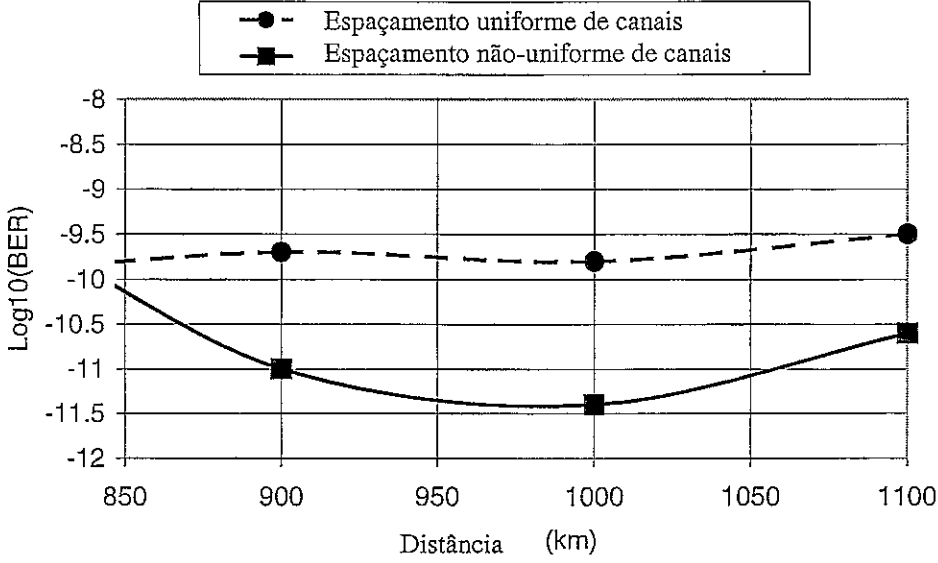


Figura 15- Comparação do desempenho para dois métodos de distribuição de canais WDM, espaçamento uniforme (1553, 1553.4 e 1553.8nm) e espaçamento não uniforme (1553, 1553.45 e 1553.8nm)

## 6.7. Interação em Sistemas com Acomodação de Dispersão

A propagação de dois impulsos no mesmo meio com polarizações diferentes ou pertencentes a canais distintos, pode ser modelado no SSFM por duas vias: 1ª, introduzindo o impulso soma como entrada do processo de integração numérica e propagando este impulso composto; 2ª, separando a equação não linear de Shrödinger em duas expressões compostas onde os impulsos são integrados de forma independente. Seguindo a segunda via obtém-se o seguinte sistema de equações (secção 3.4 e [3]):

$$i \frac{\partial q_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} D_n \frac{\partial^2 q_1}{\partial \tau^2} + a [|q_1|^2 + k |q_2|^2] q_1 = 0 \quad (6.20)$$

$$i \frac{\partial q_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} D_n \frac{\partial^2 q_2}{\partial \tau^2} + a \left[ |q_2|^2 + k |q_1|^2 \right] q_2 = 0 \quad (6.21)$$

Onde  $q_{1,2}$  são os dois impulsos adjacentes e que vão iniciar o processo de colisão entre eles.  $k=1$  para sistemas com multiplexagem na polarização em fibras com birrefringência de origem aleatória, e  $k=2$  para o caso de dois impulsos na mesma polarização.

Este sistema difere um pouco do caso apresentado na secção 6.2, pois as densidades lagrangeanas apresentam agora (para o sistema descrito pelas equações (6.20) e (6.21)) termos cruzados e como tal, a densidade lagrangeana total é a soma dos parciais relativos ao impulso  $q_1$  ( $L_1$ ), ao impulso  $q_2$  ( $L_2$ ) e ao termo cruzado  $L_{12}$  [3]:

$$L_m = L_1 + L_2 + L_{12} \quad (6.22)$$

onde

$$2L_j = i \left( \frac{\partial q_j}{\partial \xi} q_j^* - \frac{\partial q_j^*}{\partial \xi} q_j \right) - D_n \left| \frac{\partial q_j}{\partial \tau} \right|^2 + a |q_j|^4 \quad \text{para } j=1,2 \quad (6.23)$$

$$L_{12} = ak |q_1|^2 |q_2|^2 \quad (6.24)$$

Para que o *ansatz* possa agora descrever correctamente a propagação do impulso com interacção, uma vez que este processo vai afectar quer a posição quer a frequência do impulso, teremos, para este caso, que considerar para além dos parâmetros que foram considerados na secção 6.3.1, a sua frequência ( $\omega_j$ ) e a sua posição ( $\alpha_j$ ):

$$q_j(z, t) = \sqrt{B_j} \exp \left[ - (1 + ib_j) \frac{(t - \alpha_j)^2}{2W_j^2} - i\omega_j t + i\phi_j \right] \quad (6.25)$$



Usando a metodologia da lagrangeana média descrita na secção 6.2, as equações de variação de cada parâmetro do impulso com a propagação podem ser obtidas (ver equação (6.11)). Deste modo, as variações nos 10 parâmetros do *ansatz* ( $b_j$ ,  $\alpha_j$ ,  $W_j$ ,  $\omega_j$  e  $\phi_j$ ) podem ser dadas por [3]:

$$\frac{\partial \alpha_j}{\partial \xi} = -D_n \omega_j \quad (6.26)$$

$$E_1 \frac{\partial \omega_1}{\partial \xi} = -E_2 \frac{\partial \omega_2}{\partial \xi} = \frac{2a\kappa E_1 E_2}{\sqrt{2\pi}} \frac{q_0}{W^3} \exp\left(-2 \frac{q_0^2}{W^2}\right) \quad (6.27)$$

$$\frac{\partial \gamma_j}{\partial \xi} = -2\gamma_j C_j F_j \quad (6.28)$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial \xi} = D_n + (C_j^2 - \gamma_j^{-2}) F_j \quad (6.29)$$

$$E_j F_j = \frac{a}{\sqrt{2\pi}} \left[ \frac{E_j^2}{W_j^3} + \kappa \frac{E_1 E_2}{W^3} \left( 1 - 4 \frac{q_0^2}{W^2} \right) \exp\left(-2 \frac{q_0^2}{W^2}\right) \right] \quad (6.30)$$

$$W^2 = W_1^2 + W_2^2, \quad 2q_0 = (\alpha_1 - \alpha_2) \quad (6.31)$$

Neste tipo de sistemas, a diferença de fase entre os dois impulsos não tem um papel preponderante na interacção, como tal pode ser desprezada nos cálculos [3].

Para os parâmetros do sistema referente à Figura 11, mas apenas para os canais correspondentes aos comprimentos de onda  $\lambda_1$  e  $\lambda_3$ , foi simulada a interacção entre os impulsos com base nesta metodologia. Esta simulação pretende observar o efeito da compensação imperfeita do declive da dispersão, que resulta em dois índices de compensação ( $\eta_d=0.99$  correspondente a  $\lambda_1$  e  $\eta_d=0.97$  correspondente a  $\lambda_3$ ) no comportamento da interacção entre impulsos em sistemas com acomodação da dispersão.

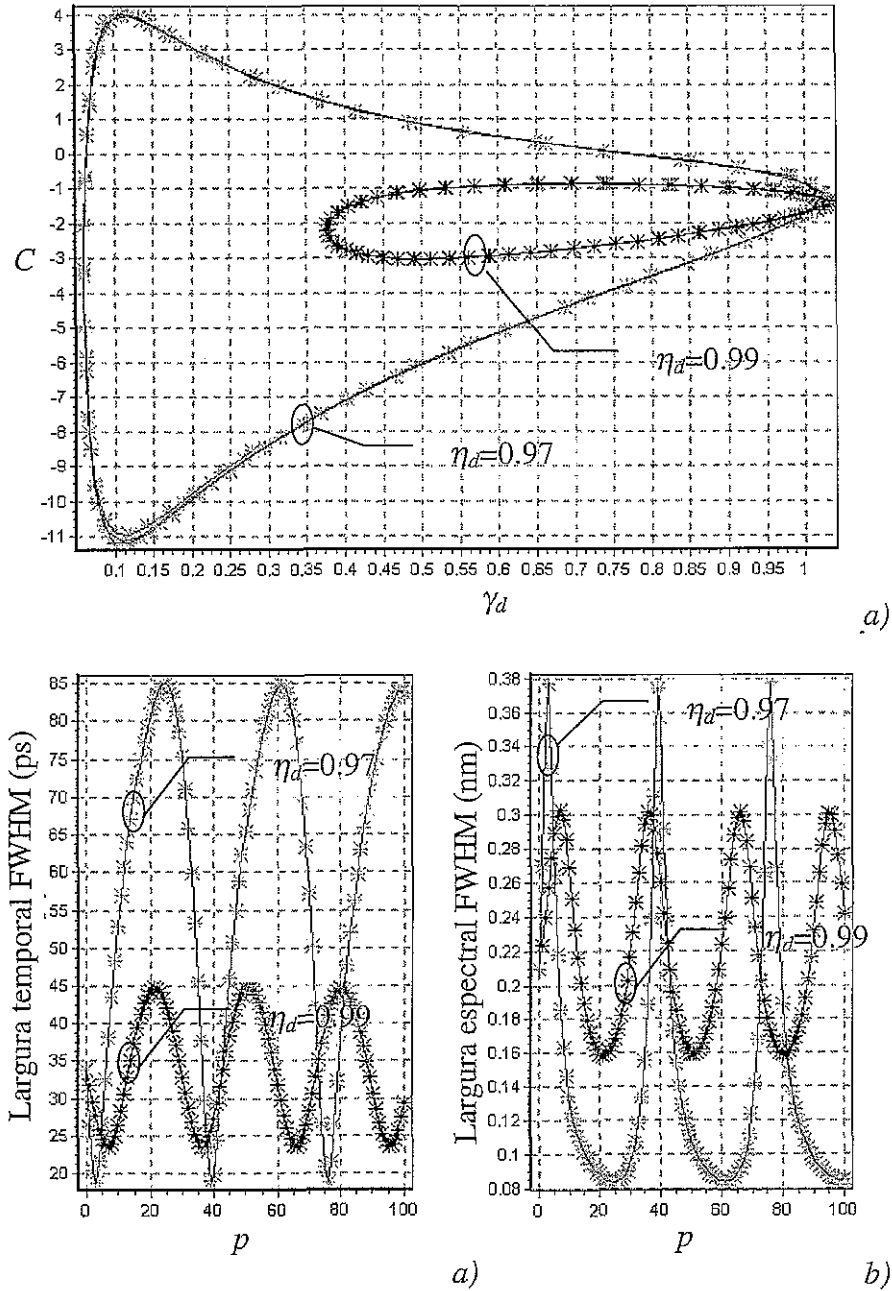


Figura 16- Diagramas de propagação e características de dois impulsos em canais diferentes para dois índices de compensação  $\eta_a=0.99$  e  $0.97$ . Em a) as características de  $C(p)$  e  $\gamma_a(p)$ , em b) a largura temporal do impulso a meia altura e em c) a largura espectral a meia altura.

Os resultados correspondentes ao movimento de apenas um dos impulsos são apresentados na Figura 16. Embora não seja muito aparente, a interação também altera as características de  $C(p)$  e  $\gamma_a(p)$  dos impulsos [3]. Contudo, as maiores modificações são sentidas na frequência e na posição dos impulsos, resultando este efeito num aumento da

proximidade temporal e num pequeno desvio na sua frequência central de sinal contrário para cada um deles. A separação inicial entre impulsos é de  $9.7\tau_c$ , separação esta que equivale a um ritmo de 10Gbit/s para o sistema considerado. Os efeitos da interacção nos parâmetros considerados e sua variação com a distância de propagação podem ser avaliados na Figura 17.

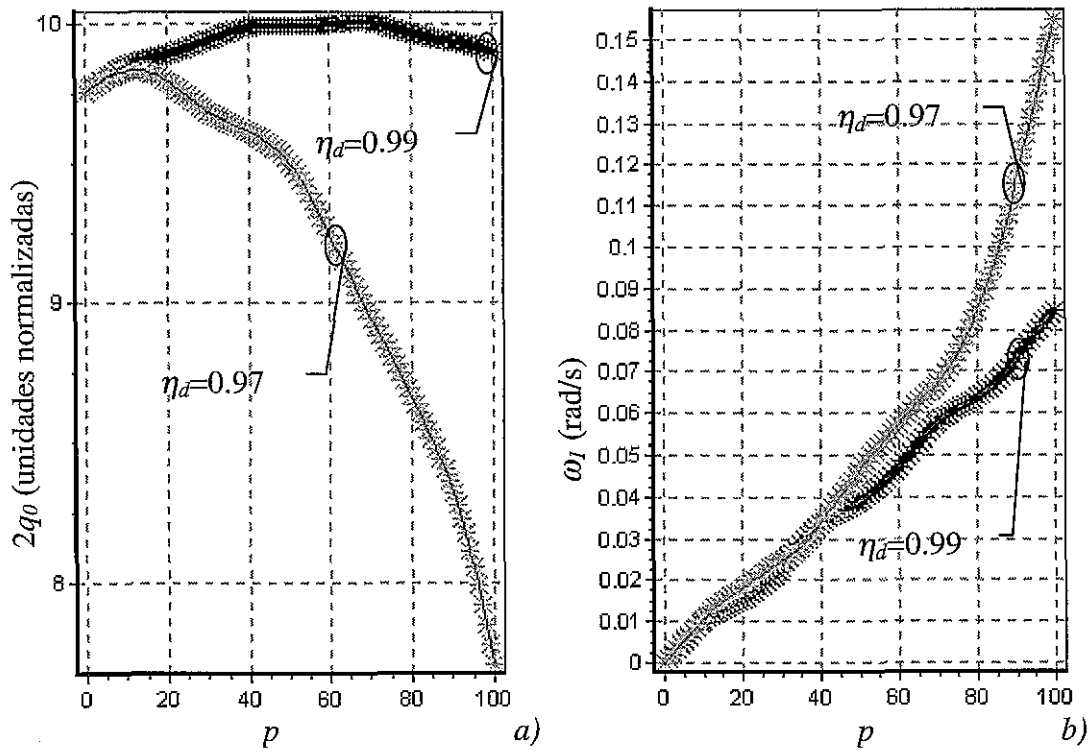


Figura 17- Evolução da separação entre impulsos ( $2q_0$ ) para dois índices de compensação  $\eta_d$  (0.97 e 0.99) em a) e desvio de frequência do impulso  $q_1$  em b) para uma propagação ao longo de 100 troços de fibra.

Como se pode ver, o decréscimo no índice de compensação da dispersão, vem aumentar a interacção entre os impulsos. Este efeito relaciona-se com o aumento da dispersão média do sistema, que provoca uma maior variação nos diversos parâmetros dos impulsos (especificamente na largura do impulso) acelerando a interacção.

Neste tipo de impulsos, a interacção é tipicamente regida por dois factores: a energia dos impulsos, que é acrescida em relação à energia do solitão médio com dispersão constante equivalente; o alargamento do impulso ao longo da propagação que vem também aumentado pelos sucessivos ciclos de propagação, resultando numa maior sobreposição. Como já foi visto na secção 5.4.6 a força de interacção entre impulsos no regime de propagação de solitão médio rege-se por  $\exp(-4q_0)$ , ao contrário deste caso onde a força se rege por  $q_0^{-2}$  [3]. Devido à diferença na variação da duas funções referidas, os impulsos sofrem neste caso interacção mais cedo.

A interacção provoca degradação do desempenho do sistema de diversos modos. Devido à acumulação de desvios de frequência causada pela interacção, os filtros do receptor passam a ficar dessintonizados relativamente à frequência central dos impulsos. Este factor degrada o sinal atenuando-o de um valor adicional e degradando ao mesmo tempo a formatação dos impulsos. Estes factores resultam num aumento da penalidade em sistemas de alta densidade, onde filtragem de largura de banda muito estreita é necessária. Este desvio de frequência é ainda responsável por uma maior dificuldade em obter uma pós-compensação óptima ( $C_{out}$  da Figura 1), que pode ser fonte de *jitter* extra nos impulsos.

Assim, para solucionar problemas como este, o uso de filtragem de linha pode ser apontado como uma solução.

## 6.8. Conclusões

Neste capítulo estudaram-se as propriedades de sistemas com acomodação de dispersão, sendo abordado o tema no ponto de vista de monocal e de WDM.

Iniciou-se o estudo com uma breve apresentação da ferramenta que foi usada ao longo de quase todo o capítulo (método da densidade das lagrangeanas associadas a um determinado sistema, secção 6.2). Esse método, foi aplicado à propagação não linear em fibras representando a equação de Schrödinger na presença de acomodação de dispersão, para a propagação de impulsos do tipo gaussiano. O comportamento dos parâmetros do impulso, em função das variações impostas por diversos dispositivos do sistema, foi estudado e caracterizado, tendo-se concluído que a largura espectral e o *chirp* são suficientes, na maior parte dos casos, para a representação deste tipo de propagação.

Utilizando o método das lagrangeanas foram estudados os efeitos dos diversos parâmetros do sistema, tendo sido detectadas regiões de estabilidade e simultaneamente observada a possibilidade de controlo deste parâmetro em sistemas reais (secção 6.4). Concluiu-se, deste estudo, que a dispersão de ordem superior poderia ser uma grande limitação para este tipo de sistemas, limitando a janela de transmissão.

Para ultrapassar esta dificuldade, foi sugerida uma metodologia para distribuição de canais WDM na presença de fibras com dispersão global de terceira ordem não desprezável (secção 6.6). Essa metodologia permite chegar a uma distribuição optimizada dos canais no espectro de transmissão livre. Este método conduz a melhorias de desempenho significativas, quando comparado com o método de separação uniforme entre canais.

Foi ainda analisada a interacção deste tipo de impulsos (secção 6.7), em casos de dispersão de terceira ordem não desprezável, tendo sido concluído que esta afecta a interacção aumentando-a, especialmente quando as condições se afastam das condições de ponto fixo.

## 6.9. Referências:

- [1] A. Teixeira and J. da Rocha, "Wavelength allocation in dense-WDM dispersion managed soliton links", LEOS'98 conference proceedings, Vol.1, pp. 239-240, Orlando, USA, December 1998.
- [2] A. Hasegawa and Y. Kodama, *Solitons in Optical Communications*, Clarendon Press, Oxford, 1995
- [3] Thierry Georges, "Soliton interaction in dispersion managed links", JOSA B, May 1998.
- [4] J. Jacob et al., "10-Gb/s transmission of NRZ over 10 000 km and solitons over 13 500 km error-free in the same dispersion-managed system", IEEE Photonics Technol. Lett., v9, n10, pp. 1412-1414, 1997
- [5] F. Favre, D. Le Guen and T. Georges, "20Gbit/s transmission over 5200km of non-zero-dispersion-shifted fibre with 106km dispersion compensated span", Electr. Lett., Vol. 34, pp.201-202, Jan 1998
- [6] F. M. Knox, P. Harper, P. N. Kean, I. Bennion and N. J. Doran, "Soliton transmission at 10 Gbit/s over 2022 km of standard fibre with dispersion compensation", ECOC'96, WeC.3.2, pp.101-104, 1996.
- [7] D. Le Guen, F. Favre, M.L. Moulinard, M. Henry, G. Michaud, L. Macé, F. Devaux, B. Charbonnier, T. Georges, "200Gbit/s 100km-span soliton WDM transmission over 1000km of standard fibre with dispersion compensation and pre-chirping", OFC'97 (Dallas), paper PD17, 1997.
- [8] D. Le Guen, F. Favre, M.L. Moulinard, M. Henry, G. Michaud, F. Devaux, B. Charbonnier, T. Georges, "320 Gbit/s soliton WDM transmission over 1100 km with 100 km dispersion-compensated spans of standard", ECOC'97, Post-Deadline Session, pp.25-28, 1997.
- [9] N. Edagawa, I. Morita, M. Suzuki, S. Yamamoto, H. Taga, S. Akiba, "20 Gbit/s, 8100 km straight-line single-channel soliton-based RZ transmission experiment using periodic dispersion compensation", Proc. of 21st ECOC'95, Post-deadline paper ThA3.5, 983-986, Brussels, 1995.
- [10] J. Jacob, E.A. Golovchenko, A.N. Philipetski; G.M. Carter, C.R. Menyuk, "Long-haul, 10 Gbit/s error-free transmission of NRZ data and dispersion-managed solitons using the same transmission system", ECOC'97 (Edinburgh), pp. 1.11-1.14, 1997.
- [11] H. Kubota, M. Nakazawa, "Partial soliton communication system", Opt. Comm. 87, pp.15, 1992.
- [12] F.M. Knox, W. Forysiak, N.J. Doran, "10 Gbit/s soliton communication systems over standard fiber at 1.55  $\mu$ m and the use of dispersion compensation", IEEE J. of Lightwave Technol. 13, pp.1955-1963, 1995.
- [13] M. Suzuki et al. "Reduction of Gordon-Haus timing jitter by periodic dispersion compensation in soliton transmission", Electron. Lett. 31, pp. 992 1995.
- [14] I. Gabitov, S.K. Turitsyn, "Average pulse dynamics in a cascaded transmission system with passive dispersion compensation", Optics Lett. 21, pp.327-329, 1997.
- [15] A.B. Grudinin, I.A. Goncharenko, "Increased amplifier spacing in soliton system with partial dispersion compensation", Electron. Lett. 33, pp.1602-1603, 1997.
- [16] T. Georges, "Extended path-averaged Soliton regime in highly dispersive fibers", Optics Lett., n. 22, pp.679, 1997.
- [17] I. Gabitov, E.G. Shapiro, S.K. Turitsyn, "Optical pulse dynamics in fiber links with dispersion compensation", Optics Comm. 134, pp.317-329, 1997.
- [18] B.A. Malomed, "Pulse propagation in a nonlinear optical fiber with periodically modulated dispersion: variational approach", Optics Comm. 136, pp.313-319, 1997.
- [19] N.J. Smith, F.M. Knox, N.J. Doran, K.J. Blow, I. Bennion, "Enhanced power solitons in optical fibres with periodic dispersion-management", Electron. Lett. 32, pp.54-55, 1996.
- [20] N.J. Smith, W. Forysiak, N.J. Doran, "Gordon-Haus jitter reduction in enhanced power soliton systems", OFC'97 (Dallas), paper ThN5, 1997
- [21] T. Georges, B. Charbonnier, "Pre-chirping and dispersion compensation for long-haul 20-Gbit/s soliton transmission at 1.55  $\mu$ m on non dispersion shifted fibers", OFC'97 (Dallas), paper WH2, 1997
- [22] P.K.A. Wai, C.R. Menyuk, H.H. Chen, "Stability of solitons in randomly varying birefringent fibers", Optics Lett., n 16, pp.1231-1233, 1991
- [23] A.B. Grudinin, I.A. Goncharenko, S. Gray and D.N. Payne, Proc. of 21st ECOC'95, paper TuL1.3, pp.295-298, Brussels, 1995
- [24] F. Favre, D. Le Guen, M.L. Moulinard, M. Henry, G. Michaud, F. Devaux, E. Legros, B. Charbonnier, T. Georges, "Demonstration of soliton transmission at 20 Gbit/s over 2200 km of standard fibre with dispersion compensation and pre-chirping", Electron. Lett. 33, pp.511-512, 1997.
- [25] F. Favre, D. Le Guen, F. Devaux, "4x20Gbit/s soliton WDM transmission over 2000km with 100km dispersion-compensated spans of standard fibre", Electron. Lett. 33, pp.1234-1235, 1997.
- [26] E. Yamada, H. Kubota, T. Yamamoto, A. Sahara, M.Nakazawa, "Numerical and experimental comparison between the dispersion-allocated soliton, RZ and NRZ pulses at zero group velocity dispersion", ECOC'97 (Edinburgh), pp. 3.327-3.330, 1997.
- [27] A.B. Grudinin, M. Durkin, M. Ibsen, R.I. Laming, A. Schiffrini, P. Franco, E. Grandi, M. Romagnoli, "Straight-line 10Gbit/s soliton transmission over 100km of standard fibre with in-line chirped fibre grating for partial dispersion compensation", Electron. Lett. 33, pp.1572-1573, 1997.
- [28] D. Anderson, Phys. Rev. A 6, pp.3135-3137, 1983, T. Ueda, W.L. Kath, Phys. Rev. A 42, pp.563-570, 1990.
- [29] L.F.Mollenauer, S.G.Evangelides, and J.P.Gordon, "Wavelength division multiplexing with solitons in ultra-long distance transmission using lumped amplifiers", J. Lightwave Technol., 9, pp. 362-369, 1991.
- [30] G. R. Giles, "Lightwave Applications of Fiber Bragg Gratings", J. Lightwave Technol., v. 9, n.8, pp.1391-1404, 1997.
- [31] I. Morita, et al., "Long-Haul Soliton WDM Transmission with Periodic Dispersion compensation and Dispersion slope Compensation", J. Lightwave Technol., v.17, n.1, pp. 80-86, 1999.
- [32] A. Hasegawa et al, "Reduction of collision induced time jitters in dispersion managed soliton transmission systems", Optics Lett., 21, 1, 39-41, 1996

# ***CAPÍTULO 7***

## **Avaliação da Probabilidade de Erro em Sistemas de Solitões Mono e Multicanal**

### ***7.1. Introdução***

Em sistemas de telecomunicações, as taxas de erro são a medida por excelência da sua prestação. Diversos métodos foram já usados ao longo deste trabalho (ver resumo na secção 3.6) e outros foram propostos para a descrição estatística e avaliação do desempenho dos receptores com e sem pré-amplificação óptica.

De entre os muitos métodos estudados, o majorante de Chernoff mostrou-se como um método simples e capaz de dar uma correcta majoração da probabilidade de erro em sistemas com amplificação óptica. Este método baseia-se numa descrição do processo aleatório à entrada do circuito de decisão, em termos de função geradora de momentos da corrente de decisão.

Este capítulo inicia-se com a apresentação dos majorantes de Chernoff simples e modificado (secção 7.2). A secção 7.3 prossegue com a dedução da função geradora de

momentos (MGF-*Moment Generating Function*) do sinal de decisão dado o impulso óptico à entrada do receptor ( $h_p(t)$ ), o filtro equalizador ( $h_r(t)$ ), o ruído térmico introduzido pelo receptor ( $\sigma_{pre}$ - desvio padrão do ruído do pré-amplificador eléctrico) e o ruído de emissão espontânea do pré-amplificador óptico ( $N_0$ - densidade espectral de potência unilateral do ruído do pré-amplificador). Além destes fenómenos, é ainda apresentada uma metodologia para tomar em consideração a interferência entre símbolos (secção 7.3.2) e os efeitos da propagação de um impulso solitário, da filtragem óptica e da diafonia entre canais vizinhos em sistemas WDM (secção 7.3.3).

Seguidamente, na secção 7.4, os efeitos do *jitter* do sinal com estatísticas uniforme, discreta e gaussiana são considerados em conjunto na MGF.

Na secção 7.5, caracterizam-se os diversos tipos de *jitter* do sinal que aparece em sistemas monocal e multicanal com base em solitões ópticos (eg. *jitter* de Gordon-Haus, *jitter* de interacção monocal e multicanal). É ainda deduzida a função geradora de momentos respectiva e apresentadas algumas simplificações.

Na secção 7.6 é verificada a validade da aproximação linear para determinação dos majorantes para cada um dos fenómenos que foram considerados como fontes de *jitter* no sinal.

Nas secções 7.7 a 7.9 verificam-se, por comparação dos resultados dos majorantes com a taxa de erros obtida por simulação, os diversos efeitos introduzidos ao longo deste trabalho. Além disso, na secção 7.7 é sugerida uma modificação para estender a validade do majorante de Chernoff simples e modificado.

## 7.2. Cálculo do Majorante de Chernoff da Probabilidade de Erro

Como referido na secção 3.6.1, a probabilidade de erro média num sistema de comunicações é dada por:

$$P_e = p_0 P(1|0) + p_1 P(0|1) \quad (7.1)$$



onde

$$P(0|1) = \int_{-\infty}^{DL} f_1(t) dt = F_1(DL) \quad (7.2)$$

$$P(1|0) = \int_{DL}^{+\infty} f_0(t) dt = 1 - F_0(DL) \quad (7.3)$$

Em que  $p_0$  e  $p_1$  são as probabilidades *a priori* de ocorrência de cada um dos símbolos “0” e “1” respectivamente, e  $P(0|1)$  e  $P(1|0)$  são as probabilidades de erro condicionadas ao bit “1” ou “0” transmitido respectivamente. As funções  $f_0(t)$  e  $f_1(t)$  são as funções densidade de probabilidade do sinal no instante de decisão relativo ao bit em questão, e  $F_0(DL)$  e  $F_1(DL)$  são as funções de distribuição correspondentes ( $DL$  é o limiar de decisão).

As funções densidade de probabilidade nem sempre podem ser determinadas, o que torna o cálculo da probabilidade de erro um processo complexo.

Assim, sugere-se o cálculo do majorante de Chernoff (*CB-Chernoff Bound*) da probabilidade de erro. Este método baseia-se na determinação das MGF's da variável aleatória que representa o sinal no circuito de decisão. Para um dado limiar de decisão  $DL$ , o CB pode ser determinado por [1][30]:

$$CB = \frac{1}{2} \left( e^{s_0 DL} M_{X_0}(-s_0) + e^{s_1 DL} M_{X_1}(-s_1) \right), s_1 > 0, s_0 < 0 \quad (7.4)$$

Onde  $M_{X_j}, j=1,0$ , são as MGF's da variável de decisão  $X$ , condicionadas à transmissão do símbolo  $j$ .  $s_{0,1}$  são variáveis próprias da metodologia a usar cujo valor deverá minimizar CB.

No entanto, com vista a obter uma simplificação do processo e, sabendo que na prática não se perde grande rigor, poderemos optar por uma optimização unidimensional fazendo

$s=s_1=-s_0$  [30]. Nestas condições, e utilizando o limiar de decisão óptimo, o CB é dado por:

$$CB = \sqrt{M_{x_0}(s)M_{x_1}(-s)}, s > 0 \quad (7.5)$$

Vamos também recorrer ao majorante de Chernoff modificado (MCB-*Modified Chernoff Bound*), que em certos casos fornece uma melhor aproximação dos valores do BER (*Bit Error Rate*). O cálculo deste majorante é idêntico ao do CB, apenas se introduz uma correcção na formulação final [30]:

$$MCB(s) = \frac{CB(s)}{s\sigma_{pre}\sqrt{2\pi}} \quad (7.6)$$

onde  $\sigma_{pre}^2$  é o ruído térmico devido ao circuito electrónico do receptor.

Para completar esta formulação necessitamos então de calcular as MGF condicionadas, objectivo das próximas secções.

### **7.3. MGF do Sinal de Decisão Tendo em Conta a Interferência Entre Símbolos e Pré-Amplificação Óptica**

#### **7.3.1. Modelo do Receptor com Amplificação Óptica**

Os sistemas de comunicações actuais fazem uso de amplificadores ópticos para compensar as perdas na transmissão e, no receptor, para elevar os sinais para os níveis de potência necessários para uma melhor detecção. O diagrama de blocos de um receptor com pré-amplificação óptica pode ser descrito pela Figura 1.

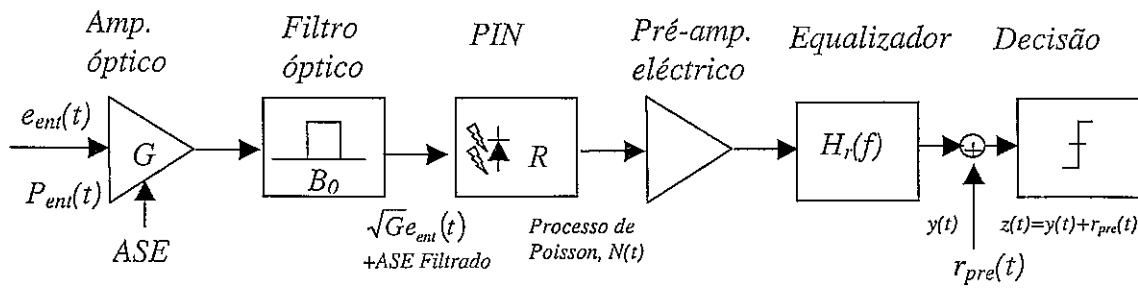


Figura 1- Diagrama de blocos de um receptor com pré-amplificação óptica

O conversor opto-electrónico assume uma importância vital num sistema de transmissão, pois é aí que se dá a conversão do sinal óptico em eléctrico, para depois ser processado pelos sistemas de interpretação de dados e fornecer os serviços ao utilizador final. A descrição adequada dos processos neste bloco é, por este facto, importante para a sua correcta caracterização.

Estamos a considerar o pré-amplificador óptico como parte integrante do receptor, como se mostra na Figura 1. Este tipo de amplificadores, já foi abordado com algum detalhe na secção 3.2, e para as gamas de frequência utilizadas neste trabalho, pode ser considerado como tendo uma resposta equalizada na frequência, ou seja, apenas vai amplificar igualmente todas as componentes do sinal e introduzir o ruído de emissão espontânea (ASE). Este ruído é intrínseco ao processo de amplificação óptica e vai ser representado pelo factor  $N_0$ , já descrito na secção 3.2. Necessariamente, para que não haja saturação do receptor com o ruído, existe um filtro óptico que numa primeira aproximação, e por simplicidade, será considerado ideal e com largura de banda óptica  $B_0$ .

O dispositivo de conversão opto-electrónica é normalmente um fotodíodo do tipo PIN (Positivo-Intrínseco-Negativo) seguido de um amplificador de alta sensibilidade (Figura 2). Este amplificador em conjunto com  $R_f$  vão basicamente determinar todo o ruído eléctrico do receptor.

O filtro equalizador ( $H_r(f)$ ) visa normalmente formatar o impulso que lhe chega do amplificador. Esta formatação tem como objectivo, normalmente, minimizar os efeitos do

ruído e simultaneamente controlar a interferência entre símbolos (ISI-*Inter-Symbol Interference*) e os efeitos de *jitter* introduzido pela unidade de recuperação de relógio.

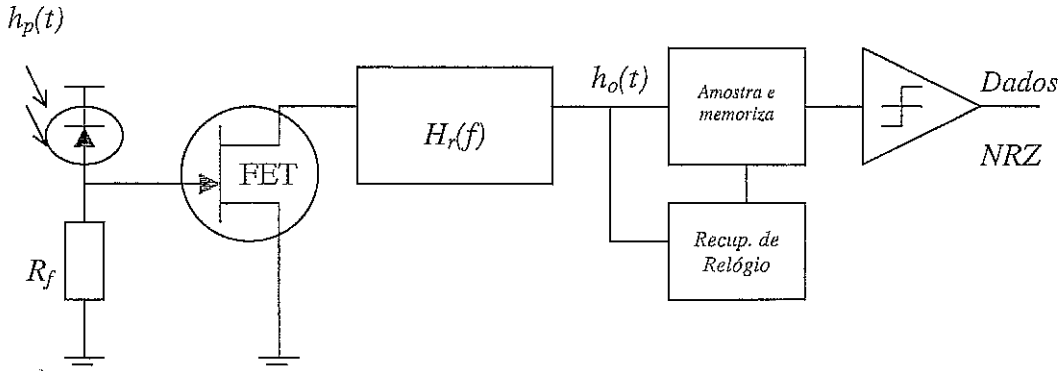


Figura 2- Diagrama de blocos de um conversor opto-electrónico.

Além da distorção no formato do impulso, os componentes do sistema também adicionam ruído. Exemplos das fontes de ruído presentes são o ruído térmico, o ruído quântico e o ruído óptico de ASE. Estes termos de ruído podem ser modelados considerando-os independentes do sinal.

Para o esquema apresentado na Figura 2, temos claramente alguns factores que resultam em ruídos aditivos: o ruído electrónico gerado na resistência de polarização (estatisticamente branco para as frequências de trabalho); o ruído quântico associado ao sinal a detectar e à corrente de escuridão do PIN (igualmente branco); o ruído associado à transconductância do canal do FET e à corrente de fugas da sua porta. O ruído resultante à saída do receptor, devido à resistência de polarização e ao FET, é caracterizado pela sua variância dada por [1]:

$$\sigma_{pre}^2 = \left[ \frac{4K_B T_a}{R_f} \left( 1 + \frac{\Gamma_{FET}}{g_m R_f} \right) + 2qI_{q+esc} \right] I_2 B + 4K_B T_a \Gamma_{FET} \frac{(2\pi C_{in})}{g_m} I_3 B^3 \quad (7.7)$$

Em que  $I_{2,3}$  são os integrais correspondentes aos parâmetros normalizados de Personik e ponderam os efeitos das respostas dos blocos intermédios do receptor [1],

$$I_2 = \int_0^\infty \left| \frac{H_o(2\pi f/T_B)}{H_p(2\pi f/T_B)} \right|^2 df \quad \text{e} \quad I_3 = \int_0^\infty \left| \frac{H_o(2\pi f/T_B)}{H_p(2\pi f/T_B)} \right|^2 f^2 df, \quad T_B \text{ o período do bit, } H_p(\omega) \text{ e } H_o(\omega)$$

são respectivamente as transformadas de Fourier de  $h_p(t)$  e  $h_o(t)$ . Na equação (7.7),  $I_{p+esc}$  representa a soma das correntes médias de fugas da porta do FET e de escuridão do PIN.  $B$  é o ritmo de transmissão,  $\Gamma_{FET}$  é o factor de ruído do FET,  $K_B$  é a constante de Boltzman e  $T_a$  é a temperatura absoluta.  $R_f$  é a resistência de polarização do PIN,  $C_{ent}$  é capacidade equivalente do circuito de entrada do receptor (Figura 2).

Com a caracterização do receptor efectuada ao longo desta secção, poderemos obter a formulação para a MGF que contabiliza os fenómenos que se processam no receptor.

### 7.3.2. MGF Tendo em Conta os Ruídos Eléctricos, Ópticos e a Interferência Inter-Simbólica

No estudo que se segue, vão ser considerados vários fenómenos que ocorrem no receptor no domínio óptico e no domínio eléctrico. As fontes de ruído presentes no processo de detecção são a ASE gerada no amplificador óptico, o ruído quântico devido ao processo de Poisson no fotodíodo PIN e ainda o ruído térmico aditivo do pré-amplificador electrónico.

Sabendo que a densidade espectral de potência (SPD-*Spectral Power Density*) do ruído antes do filtro óptico é uniforme e com valor  $N_0$  (unilateral), a SPD à saída do filtro óptico ideal de largura de banda  $B_0$  é dada por:

$$S_{ASE}(v) = \begin{cases} \frac{N_0}{2}, & |v - v_0| \leq \frac{B_0}{2} \\ 0, & \text{restantes frequências} \end{cases} \quad (7.8)$$

onde  $v_0$  é a frequência central do sinal.

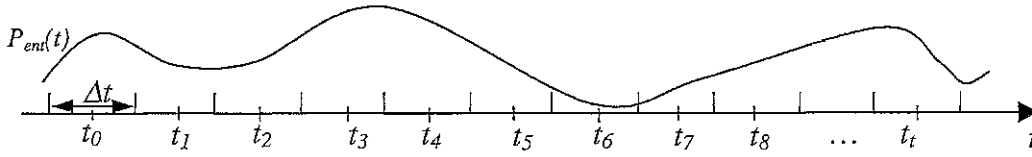


Figura 3- Diagrama temporal da potência de entrada,  $P_{ent}(t)$ .

Se considerarmos a sequência de informação  $\{a_k\}$ , e o formato de impulso elementar de potência óptica à entrada do amplificador de Érbio (EDFA),  $h_p(t)$ , a potência óptica correspondente à sequência neste ponto,  $P_{ent}$ , é dada por:

$$P_{ent}(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k h_p(t - kT_B) \quad (7.9)$$

Como já foi referido, as fontes de ruído são a ASE, o ruído quântico devido ao processo de Poisson no detector PIN e a contribuição aditiva do ruído térmico do pré-amplificador eléctrico (Figura 1).

Graças ao filtro óptico, o campo do ruído óptico à entrada do PIN é gaussiando de banda estreita (ruído unilateral filtrado), e pode ser descrito com rigor num intervalo de tempo  $\Delta t$  em torno de  $t_t$  (Figura 3) por meio da expansão de Karhunen-Loève [31]:

$$e_{ASE}(t) = \sum_{k=1}^{\infty} c_k \varphi_k(t), \quad t \in \left[ t_t - \frac{\Delta t}{2}; t_t + \frac{\Delta t}{2} \right] \quad (7.10)$$

O conjunto de funções ortonormadas  $\{\varphi_k(t)\}$  obedece a

$$\int_{\Delta t} \varphi_k(t) \varphi_j^*(t) dt = \delta_{kj} \quad (7.11)$$

em  $\delta_{kj}$  é o símbolo delta de Kronecker. Os coeficientes  $\{c_k\}$ , são variáveis aleatórias gaussianas dadas por [32]:

$$c_k = \int_{\Delta t} e_{ASE}(t) \varphi_k^*(t) dt \quad (7.12)$$

Estes valores estão descorrelacionados, se o conjunto de funções ortonormadas satisfizer adicionalmente a seguinte equação integral:

$$\int_{\Delta t} R_{e_{ASE}}(t, t') \varphi_k^*(t') dt' = \mu_k \varphi_k(t) \quad (7.13)$$

onde  $R_{e_{ASE}}(t, t')$  é a função de autocorrelação do campo  $e_{ASE}(t)$  e  $\{\mu_k\}$  é o conjunto de valores próprios associados às funções  $\{\varphi_k(t)\}$ .

Agora, poderemos definir a relação entre a envolvente complexa do ruído,  $n(t)$ , e o campo eléctrico da ASE:

$$e_{ASE}(t) = \sqrt{2} \operatorname{Re}\{n(t) e^{i2\pi\nu_0 t}\} \quad (7.14)$$

Expandindo  $n(t)$  numa série de Karhunen-Loève, obtemos:

$$n(t) = \sum_{l=1}^{\infty} n_l \Phi_l(t), \quad t \in \left[ t_i - \frac{\Delta t}{2}; t_i + \frac{\Delta t}{2} \right] \quad (7.15)$$

onde as componentes  $\{n_l\}$  são dadas por

$$n_l = \int_{\Delta t} n(t) \Phi_l^*(t) dt \quad (7.16)$$

As variáveis  $\{n_l\}$  são independentes se a base  $\{\Phi_l(t)\}$  satisfizer a seguinte condição (semelhante à apresentada na equação (7.13)):

$$\int_{\Delta t} R_n(t, t') \Phi_l^*(t') dt' = \lambda_l \phi_l(t) \quad (7.17)$$

onde  $R_n(t, t')$  é a função de autocorrelação da envolvente complexa  $n(t)$ , e  $\{\lambda_l\}$  é o conjunto de valores próprios associados às funções  $\{\Phi_l(t)\}$ .

Se definirmos as partes real e imaginária de  $n_r$  como sendo  $x_{n_r}$  e  $y_{n_r}$  respectivamente, poderemos escrever a equação (7.15) da seguinte forma:

$$n(t) = \sum_{r=1}^{\infty} (x_{n_r} \Phi_r(t) + y_{n_r} \Phi_r(t)) \quad t \in \left[ t_t - \frac{\Delta t}{2}; t_t + \frac{\Delta t}{2} \right] \quad (7.18)$$

Se o processo do ruído for estacionário e de largura de banda finita e passa-banda, as soluções da equação (7.17), são as funções de onda referidas em [33]. A cada valor próprio  $\lambda_l$ , correspondem dois valores próprios degenerados e iguais  $\mu_l$ . A série de valores próprios não degenerados,  $\mu'_l$ , pode ser tomada pela SPD do ruído de ASE apresentada na equação (7.8) e dados por [32]:

$$\mu'_l \equiv S_{ASE}(v_l), \quad v_l = \frac{l}{\Delta t}, \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (7.19)$$



Tendo em conta que a largura de banda unilateral do ruído é  $B_0$ , apenas  $M=B_0\Delta t$  valores de  $\mu'_l$  são diferentes de zero, dado que são os únicos que caem na banda do ruído e tomam por isso um valor constante e igual a  $N_0/2$ . Pode ainda ser mostrado que, as variâncias de  $x_{n_l}$  e  $y_{n_l}$ , estão relacionadas com  $\mu'_l$  por [32]:

$$E[x_{n_l}^2] = E[y_{n_l}^2] = \mu'_l = \frac{N_0}{2} \quad (7.20)$$

Além do ruído, logo após o filtro óptico, temos ainda o sinal  $\sqrt{G}e'_{ent}(t)$  amplificado e filtrado (Figura 1). Nesta primeira fase,  $e'_{ent}(t)$  não será distorcido pelo filtro e como tal será igual a  $e_{ent}(t)$ . Do mesmo modo que definimos para o ruído de ASE (equação (7.14)), poderemos definir para o campo do sinal a sua envolvente complexa,  $m(t)$ , à saída do filtro óptico:

$$\sqrt{G}e_{ent}(t) = \sqrt{2} \operatorname{Re}\{m(t)e^{i2\pi\nu_0 t}\} \quad (7.21)$$

Fazendo uso da base de Kahrnenen-Loéve  $\{\Phi_l(t)\}$ ,  $m(t)$  pode ser dada por

$$m(t) \equiv \sum_{l=1}^M m_l \Phi_l(t) = \sum_{l=1}^M (x_{m_l} + iy_{m_l}) \Phi_l(t), \quad t \in \left[t_t - \frac{\Delta t}{2}; t_t + \frac{\Delta t}{2}\right] \quad (7.22)$$

onde  $x_{m_l}$  e  $y_{m_l}$  são as partes real e imaginária de  $m_l$  que pode ser dado por:

$$m_l = \int_{\Delta t} m(t) \Phi_l^*(t) dt \quad (7.23)$$

Para podermos obter a quantidade de pares electrão lacuna gerados no PIN,  $N(t)$ , por conversão da potência óptica em potência eléctrica, é interessante observarmos o que se

passa com um impulso isolado, no intervalo  $\Delta t$  em torno do instante  $t_i$  (Figura 3). Seja  $N_i$  o número de pares electrão lacuna gerados no intervalo de tempo  $[t_i - \Delta t/2, t_i + \Delta t/2]$ . Esta pode ser dada por [34][1]:

$$N_i = N_i(t_i) = R \int_{t_i - \Delta t/2}^{t_i + \Delta t/2} |m(t) + n(t)|^2 dt \quad (7.24)$$

Se substituirmos as equações (7.18) e (7.22) na equação (7.24) obtemos:

$$\begin{aligned} N_i &= R \sum_{r=1}^M |(m_r + n_r)|^2 \\ &= R \sum_{r=1}^M [(x_{m_r} + x_{n_r})^2 + (y_{m_r} + y_{n_r})^2] \end{aligned} \quad (7.25)$$

onde se utiliza a propriedade da ortonormalidade das funções das funções  $\Phi_r(t)$ , equação (7.11).

Assim,  $N_i$  é uma soma de  $2M$  variáveis aleatórias resultantes do quadrado de variáveis gaussianas com variância  $N_0/2$  cada. Assegurada a independência estatística de  $x_n$  e  $y_n$ , a soma tem uma distribuição de  $\chi^2$  com  $2M$  graus de liberdade. A MGF de  $N_i$  é então dada por [35][1]:

$$M_{N_i}(s) = \frac{\exp\left(\frac{RW(t_i)s}{1 - 2R\frac{N_0}{2}s}\right)}{\left(1 - 2R\frac{N_0}{2}s\right)^{2M/2}} \quad (7.26)$$

onde  $R=\eta/h\nu_o$ ,  $\eta$  é a eficiência quântica do PIN.  $W(t_i)$  é a energia óptica incidente no PIN no intervalo considerado:

$$W(t_i) = G \int_{\Delta\tau} |e_{ent}(t)|^2 dt = \int_{\Delta\tau} |m(t)|^2 dt = \sum_{l=1}^M |m_l|^2 = Gh_p(t_i)\Delta t \quad (7.27)$$

Designemos por  $y_i(t)$  a corrente eléctrica de saída amostrada no instante  $t$ , gerada pela contribuição dos foto-electrões gerados no intervalo  $\Delta t$  em torno de  $t_i$ . Para um dado  $N_i$ , e tendo em atenção que a corrente é caracterizável por um processo de Poisson filtrado, a MGF da variável aleatória  $Y_i=y_i(t)$  é dada por [30]:

$$M_{Y_i}(s|N_i) = \exp\left(N_i \left(e^{sqh_r(t-t_i)} - 1\right)\right) \quad (7.28)$$

onde  $q$  é a carga do electrão. Extraíndo a esperança da equação (7.28) poderemos desenvolver a MGF não condicionada de  $Y_i$ :

$$M_{Y_i}(s) = E_{N_i} [M_{Y_i}(s|N_i)] = M_{N_i}(e^{sqh_r(t-t_i)} - 1) \quad (7.29)$$

Contabilizando as contribuições de todos os intervalos  $[t_k-\Delta t/2; t_k+\Delta t/2]$  para  $t_k=k\Delta t$  com  $k \in \{\text{números inteiros}\}$ , caso estas estejam descorrelacionadas e  $T_B \gg \Delta t$ , obtém-se a MGF da corrente eléctrica à saída,  $Y=y(t)$  [36],

$$M_Y(s) = \prod_{m=-\infty}^{+\infty} M_{Y_m}(s) = \frac{\exp\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{RG(e^{sqh_r(t-\tau)} - 1)h_p(\tau)}{1 - RN_0(e^{sqh_r(t-\tau)} - 1)} d\tau\right]}{\exp\left[\int_{-\infty}^{+\infty} B_0 \ln(1 - RN_0(e^{sqh_r(t-\tau)} - 1)) d\tau\right]} \quad (7.30)$$

A função obtida apenas considera impulsos isolados, como tal, se pretendermos contabilizar a interferência intersimbólica (ISI-*Intersymbol Interference*), teremos que considerar que existe uma sequência de impulsos na vizinhança do impulso que se está a analisar e que estes vão influenciar a decisão. Para este efeito, define-se a MGF condicionada à sequência de informação,  $M_Y(s|\{a_k\})$ , que se obtém substituindo  $h_p(t)$  na equação (7.30) pela potência óptica dada pela equação (7.9):

$$M_Y(s|\{a_k\}) = \frac{1}{C(s,t)} \exp \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} L(s,t-\tau) \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_k h_p(\tau - kT_B) d\tau \right] \quad (7.31)$$

onde

$$L(s,t) = \frac{GR(e^{sqh_r(t)} - 1)}{1 - RN_0(e^{sqh_r(t)} - 1)} \quad (7.32)$$

$$C(s,t) = \exp \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} B_0 \ln [1 - RN_0(e^{(sqh_r(t-\tau))} - 1)] d\tau \right\} \quad (7.33)$$

Tirando a média da equação (7.31) para todas as sequências possíveis  $\{a_k\}$ , e considerando que apenas um conjunto de  $2n$  bits em torno do bit a ser detectado,  $a_0$ , vai influir na decisão, a MGF condicionada ao bit  $a_0=j$  é dada por:

$$\begin{aligned} M_{Y_j}(s,t) &= E_{\{a_k|a_0=j\}} [M_Y(s|\{a_k\})] \\ &= \frac{1}{C(s,t)} E_{\{a_k|a_0=j\}} \left[ \prod_{k=-n}^n \exp \left( \int_{-\infty}^{+\infty} L(s,t-\tau) a_k h_p(\tau - kT) d\tau \right) \right], j = 0,1 \end{aligned} \quad (7.34)$$

Para simplificar a restante apresentação, vamos considerar que temos dois tipos diferentes de impulsos ópticos,  $h_0(t)$  e  $h_1(t)$ , correspondentes aos casos em que  $a_k=0$  e 1 respectivamente. A MGF condicionada ao símbolo  $a_0=j$  é então dada por:

$$M_{Y_j}(s, t) = \frac{[B_j(s, t, 0)]}{C(s, t) 2^{2n}} \prod_{\substack{k=-n \\ k \neq 0}}^n ([B_0(s, t, k)] + [B_1(s, t, k)]), j = 0, 1 \quad (7.35)$$

onde

$$B_j(s, t, k) = \exp \left( \int_{-\infty}^{+\infty} L(s, t - \tau) h_j(\tau - kT) d\tau \right) \quad (7.36)$$

Para o caso de  $h_0(t)=0$  para todo o tempo,  $[B_0(s, t, k)]$  vale 1 qualquer que seja o  $k$  e naturalmente a equação simplifica-se.

Para contabilizarmos o ruído aditivo gerado no pré-amplificador eléctrico, com variância  $\sigma_{pre}^2$ , note-se que o sinal à entrada do circuito de decisão é dado por (Figura 1):

$$z(t) = y(t) + r_{pre}(t) \quad (7.37)$$

onde  $r_{pre}(t)$  é o ruído do pré-amplificador electrónico. Como  $r_{pre}(t)$  é estatisticamente independente da corrente detectada,  $y(t)$ , da equação (7.37) conclui-se que a MGF condicionada ao símbolo  $a_0=j$  é :

$$M_{Z_j}(s, t) = M_{Y_j}(s, t) M_{pre}(s) \quad , j = 0, 1 \quad (7.38)$$

onde

$$M_{pre}(s) = \exp \left( \frac{\sigma_{pre}^2 s^2}{2} \right) \quad (7.39)$$

Visto que o  $r_{pre}(t)$  é ruído Gaussiano.

### 7.3.3. Efeitos da Filtragem Óptica, Propagação e Diafonia Entre Canais Vizinhos

Durante a exposição anterior, assumiu-se um filtro com resposta ideal rectangular e uma largura de banda suficientemente elevada para que o sinal passasse neste sem distorção. Este facto levou-nos a introduzir algumas condições que resultaram na formulação apresentada na equação (7.35). No entanto, se pretendermos introduzir na formulação a resposta de um filtro com forma arbitrária teremos que fazer algumas modificações de base na formulação obtida, dado que: o filtro vai afectar  $e_{ent}(t)$ ,  $e_{ASE}(t)$ , logo  $S_{ASE}(v)$  vai ser  $N_0 T(v)$ , onde  $T(v)$  é a transmitância do filtro óptico; a garantia de não-correlação entre as componentes do ruído e do sinal pode não se verificar para todos os casos, uma vez que o banda equivalente do ruído pode não ser muito superior ao ritmo de transmissão [34][36].

Formulação exacta, tendo em conta estas novas considerações, foi já apresentada por outros autores [1][37][38]. Contudo, no âmbito deste trabalho fomos indagar os resultados de uma aproximação, em que se considera que as modificações principais sofridas pelo efeito de filtragem, são na forma do impulso. Assim, estamos a deixar para trás algumas das considerações que deveriam ser tomadas exactamente, no entanto, para a generalidade dos casos estudados, esta aproximação resultou bem.

Por forma a tomar-mos em conta alguns destes factores, no caso de filtros periódicos é considerado que apenas os picos dentro de uma largura de banda de 10nm centrada na frequência do sinal vão ser considerados para o cálculo da largura de banda equivalente do ruído. Assim, a largura de banda equivalente do ruído é obtida pela integração da função de transferência do filtro na banda óptica considerada (ver Figura 4).

Serão considerados os filtros do tipo *grating* de reflexão, filtro Fabry-Perot de cavidade simples (FP) e dupla (FP3), descritos ao longo do capítulo 3. Como se pode ver pela Figura 4 b), apenas o *grating* apresenta uma largura de banda equivalente do ruído semelhante á sua largura de banda, dada a sua não periodicidade. Os filtros periódicos, FP e FP3, apresentam larguras de banda equivalentes de ruído algumas ordens de grandeza

acima, pois apresentam na banda analisada um conjunto de picos que contribuem para a banda equivalente de forma análoga à apresentada na Figura 4 a).

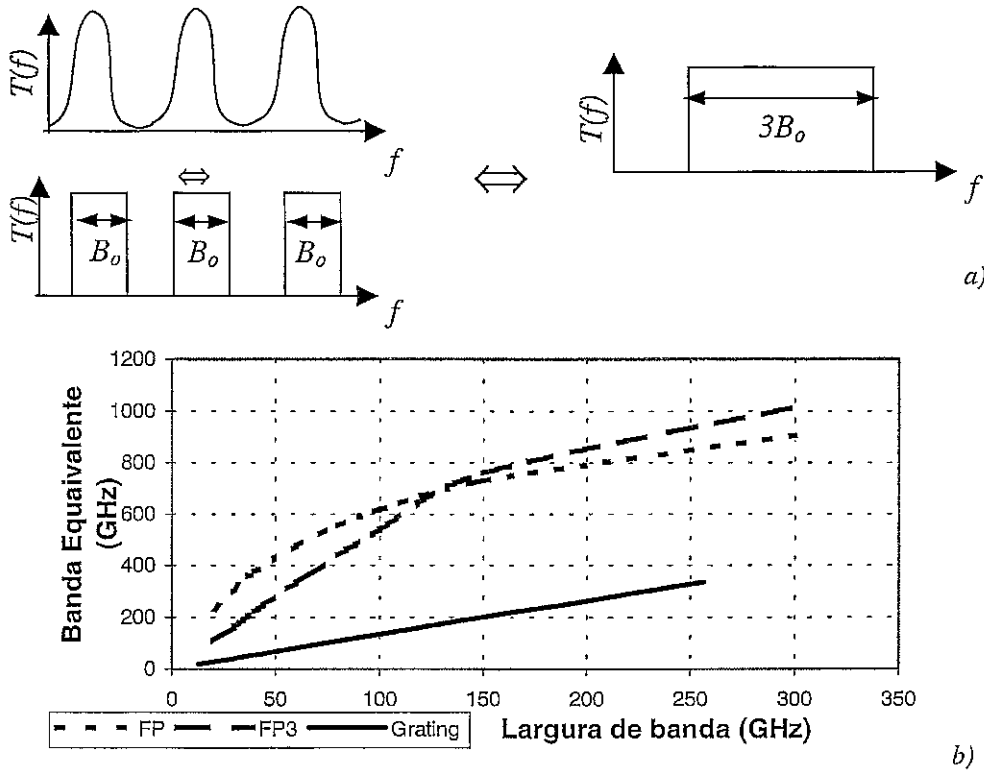


Figura 4-a) Esquema do cálculo da largura de banda equivalente do ruído. b) Larguras de banda equivalentes dos filtros Faby-Perot de cavidade simples (FP- FSR=300GHz), de cavidade dupla (FP3- FSR=300GHz) e de um grating uniforme em que a razão entre a separação entre os primeiros zeros e a separação entre os extremos da banda é 1.1 (grating- largura de banda=separação entre os primeiros zeros). Todas as bandas equivalentes foram tomadas num espectro total de 10nm.

O efeito da distorção imposta pela propagação de um impulso isolado pode ser incluída se recorrermos ao SSFM (*Split-step Fourier Method*), descrito na secção 3.4, e propagarmos um impulso isolado pelo sistema sem ruído óptico de ASE até à entrada do pré-amplificador óptico ( $h_{tr}(t)$  da Figura 5) e fazendo  $h_p(t) = h_{tr}(t)$  nas equações (7.35) e (7.36). O ruído é depois todo contabilizado no pré-amplificador óptico ( $S_{ASE} = N_o \times$  o número de etapas de amplificação) e os restantes efeitos não lineares nos diversos fenómenos de *jitter*. No entanto, aconselha-se a propagação de uma sequência maior (eg. “00100110”) de onde se pode retirar facilmente o impulso isolado e deste modo consideramos ainda outros efeitos (eg. ondas dispersivas), e simultaneamente obtemos dados úteis para a caracterização de processo de interacção, estudado numa secção mais à

frente. Chama-se aqui a atenção que este método só é válido se a forma do impulso elementar não depender da sequência em particular  $\{a_k\}$  transmitida. Se esta condição não se verificar, no estudo deste capítulo será estabelecido o limite de validade do método.

Para contabilizar-mos os efeitos da resposta impulsional do filtro óptico na formulação apresentada, teremos que convoluir o campo do impulso elementar à saída do amplificador óptico,  $h_G(t)$ , com a resposta impulsional do filtro óptico usado,  $h_{fo}(t)$ . Neste ponto, o impulso envolvente da potência óptica à saída do filtro óptico é dado por  $h_{pi}(t)=h_G(t)*h_{fo}(t)\approx G h_{tr}(t)*h_{fo}(t)$  (ver Figura 5). A sua contabilização, na metodologia apresentada, faz-se uma vez mais pela igualdade  $h_p(t)=h_{pi}(t)/G$  nas equações (7.35) e (7.36).

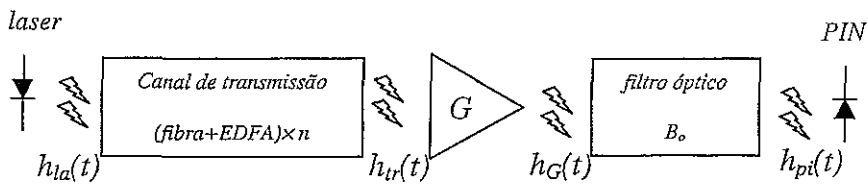


Figura 5- Diagrama de blocos da evolução do impulso desde o laser até ao PIN.

Poderemos ainda incluir o efeito da diafonia linear (*crosstalk*) causada pelos canais vizinhos num sistema WDM. Para tal, facilita a apresentação se considerarmos que os impulsos que representam os símbolos “1” e “0” têm uma forma dada por  $h_0(t)$  e  $h_1(t)$ , formas estas que contabilizam essa diafonia.

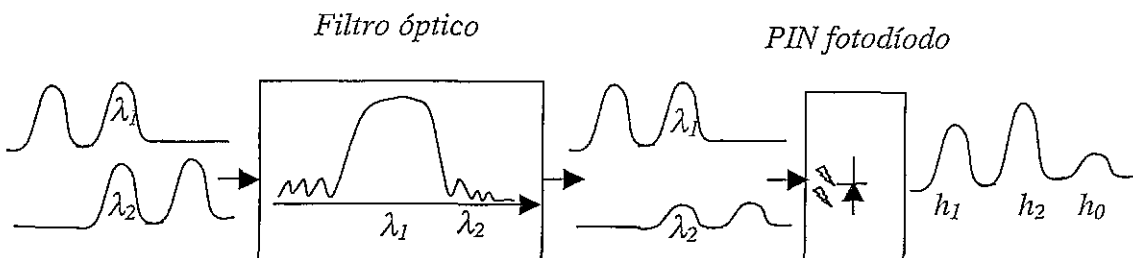


Figura 6- Diagrama temporal do processo de filtragem e detecção de dois sinais provenientes de dois canais WDM.



A Figura 6 mostra a esquematicamente o processo de filtragem e ocorrência de diafonia linear causada por um canal,  $\lambda_2$ , no canal desmultiplexado,  $\lambda_1$ . Assim, nota-se na detecção a ocorrência de diversas condições de diafonia. As condições apresentadas, apenas abordam o caso de impulsos detectados sincronizados no tempo, facto que ocorre apenas algumas vezes em sistemas WDM devido à dispersão e comprimento da fibra. No entanto, vamos considerar que procuramos, por uma questão de simplicidade, o pior caso e como tal consideramos sempre sincronismo entre os impulsos dos vários canais WDM, como representado na Figura 6.

Assim, se tiver sido enviado inicialmente um impulso em  $\lambda_1$ , representando um bit “1”, no pior dos casos (por se aproximar mais do valor do nível correspondente ao bit “0”) a contribuição dos canais interferidores ( $\lambda_2$ , no caso apresentado) vai ser nula (comparar  $h_1$  com  $h_2$  na Figura 6). Deste modo, vamos considerar que independentemente do número de canais interferidores, o impulso representante do pior caso, corresponde à codificação de um bit “1” e é definido como  $h_1$ . No caso de ter sido codificado um “0”, a pior situação no receptor aparece quando em todos os outros canais foram codificados “1” ‘s (ver  $h_0$  na Figura 6 que se aproxima do nível correspondente ao bit “1”).

Deste modo, a equação (7.9) pode ser escrita de uma outra forma considerando agora o fenómeno referido:

$$P_{ent}(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} h_j(t - kT_B), \quad j = \{0, 1\} \text{ se } a_k = \{0, 1\} \text{ respectivamente} \quad (7.40)$$

onde  $h_j(t)$  representa  $h_1(t)$  se  $a_k=1$  e  $h_0(t)$  de  $a_k=0$ .

Considerando todo este processo do ponto de vista matemático, poderemos escrever o campo soma de dois impulsos após a filtragem,  $a$  e  $b$ , em frequências diferentes respectivamente,  $\omega_1$  e  $\omega_2$  na forma seguinte:

$$\sqrt{G}e_{ent}(t) = a(t)e^{i\omega_1 t} + b(t)e^{i\omega_2 t + \phi} \quad (7.41)$$

Este campo ao ser detectado pelo fotodíodo PIN, considerando-o um quadrador ideal de responsividade  $Rq$ , resulta numa corrente  $I_{PIN}(t)$ :

$$I_{PIN}(t) = Rq(a(t)^2 + b(t)^2 + a(t)b(t)\cos((\omega_1 - \omega_2)t + \phi)) \quad (7.42)$$

Na generalidade dos sistemas de WDM, a diferença de frequências entre os canais é superior à largura de banda dos filtros utilizados ou dispositivos eléctricos ao longo do processo (eg. largura de banda do fotodíodo), logo, o termo de mistura dos dois campos  $a$  e  $b$ , é normalmente filtrado e grandemente atenuado, sendo por isso desprezado.

#### 7.4. Efeito do Jitter do Sinal na MGF

Devido a diversos fenómenos introduzidos na propagação, o impulso óptico  $h_p(t)$  no receptor, pode aparecer com pequenos desvios relativamente à sua posição ideal. Este fenómeno designa-se por *jitter* e pode ser fonte de erros na detecção.

O efeito do *jitter* pode ser contabilizado introduzindo em cada impulso da equação (7.40) um pequeno desvio  $\alpha_k T_B$ , sendo  $T_B$  a duração do bit, obtendo-se:

$$P_{ent}(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} h_j(t - kT_B - j\alpha_k T_B), \quad j = \{0, 1\} \text{ se } a_k = \{0, 1\} \text{ respectivamente} \quad (7.43)$$

Na equação (7.43), o impulso resultante da diafonia quando  $a_k=0$  é considerado como o pior caso, para que a validade do majorante seja garantida para todas as situações. Por essa razão, quando  $a_k=0$ , o valor de  $j\alpha_k=0$ , verificando-se assim a condição de máxima interferência ( $h_0$  na Figura 6).

Seguindo um procedimento análogo ao utilizado para obter a equação (7.35), substituindo no entanto  $P_{ent}(t)$  da equação (7.9) pela equação (7.43), obtém-se para uma dada sequência  $\{\alpha_k\}$ :

$$M_{I_j}(s, t | \{\alpha_k\}) = \frac{[B_j(s, t, 0 + j\alpha_0)]}{C(s, t)2^{2n}} \prod_{\substack{k=-n \\ k \neq 0}}^n ([B_0(s, t, k)] + [B_1(s, t, k + \alpha_k)]), j = 0, 1 \quad (7.44)$$

Para remover o condicionamento relativamente a  $\{\alpha_k\}$ , calcula-se a esperança matemática relativamente a esta sequência. Considerando os  $\alpha_k$ 's estatisticamente independentes obtém-se :

$$\begin{aligned} M_{I_j}(s, t) &= E_{\{\alpha_k\}}[M_{I_j}(s | \{\alpha_k\})] = \\ &= \frac{E_{\alpha_0}[B_j(s, t, 0 + j\alpha_0)]}{C(s, t)2^{2n}} \prod_{\substack{k=-n \\ k \neq 0}}^n (E_{\alpha_k}[B_0(s, t, k)] + E_{\alpha_k}[B_1(s, t, k + \alpha_k)]), j = 0, 1 \end{aligned} \quad (7.45)$$

As esperanças matemáticas de equação (7.45) podem ser obtidas calculando o integral correspondente:

$$E_x[V(x)] = \int_{-\infty}^{+\infty} V(x)p_x(x)dx \quad (7.46)$$

onde  $p_x(x)$  representa a função densidade de probabilidade de  $x$ . Contudo, este integral é, para a maior parte dos casos de interesse prático, uma função de difícil solução analítica. Este facto leva a uma integração numérica, um processo bastante moroso dependendo do comportamento da função a integrar.

Assim, o cálculo da MGF da equação (7.45) poderá exigir recursos computacionais consideráveis. Para minorar este problema, iremos considerar que a estatística do *jitter* é

idêntica para todos os impulsos. Supondo ainda que o *jitter* possui variância baixa (tipicamente menor que  $0.05^2 T_B^2$ ) poderemos desenvolver  $\ln(B_j)$  em torno do desvio médio, que se considera zero, numa expansão de McLaurin:

$$\ln(B_j(s, t, k + j\alpha)) \cong \ln(B_j(s, t, k + j\alpha))_{\alpha=0} + \alpha \frac{\partial \ln(B_j(s, t, k + j\alpha))}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha=0} \quad (7.47)$$

onde se fez  $\alpha_k = \alpha$  devido à estacionaridade do *jitter*, considerada acima. Após alguma manipulação algébrica, obtém-se uma expressão para as esperanças apresentadas na equação (7.45) [1]:

$$E_\alpha[B_j(s, t, k + j\alpha)] \cong [B_j(s, t, k + j\alpha)]_{\alpha=0} M_\alpha \left[ \frac{\partial \ln(B_j(s, t, k + j\alpha))}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha=0} \right] \quad (7.48)$$

onde

$$\frac{\partial \ln(B_j(s, t, k + j\alpha))}{\partial \alpha} = -T_B \int_{-\infty}^{+\infty} L(s, t - \tau) \frac{\partial h_j(\tau - kT_B - j\alpha T_B)}{\partial t} d\tau \quad (7.49)$$

na equação (7.48)  $M_\alpha$  é a MGF da variável aleatória que representa o *jitter* dos impulsos ópticos.

A MGF final será agora facilmente obtida a partir da equação (7.45). Para o caso de *jitter* com estatística Gaussiana, poderemos determinar a MGF dos tempos de chegada dos impulsos como sendo:

$$M_\alpha(s) = E[e^{s\alpha}] = \exp\left(\frac{s^2 \sigma^2 T_B^2}{2}\right) \quad (7.50)$$

onde  $\sigma$  é o desvio padrão do *jitter* dos impulsos no receptor normalizado por  $T_B$ .

Para valores de *jitter* superiores ao referido anteriormente, poderemos sempre recorrer à formulação exacta para calcular as esperanças matemáticas da equação (7.45). Mais à frente neste capítulo, a solução aproximada é comparada com a solução exacta.

Com este último resultado, temos todas as ferramentas para determinar o majorante de Chernoff da probabilidade de erro, bastando para isso substituir  $M_{X_j}(s)$  por  $M_{\tilde{H}}(s, t)$  na equação (7.4) ou (7.5).

### **7.5. Caracterização do Jitter em Sistemas Monocanal e Multicanal (WDM) Baseados em Solitões**

Para cálculo das expressões desenvolvidas na secção anterior é necessário identificar os diversos fenómenos que introduzem *jitter* nos sistemas de solitões. Vamos, nesta secção, caracterizar alguns destes fenómenos: efeito de Gordon-Haus, colisões em sistemas WDM e interacção entre impulsos em sistemas monocanal.

#### **7.5.1. Jitter de Gordon-Haus**

O fenómeno que está na origem do *jitter* de Gordon-Haus (GH), já foi abordado com algum detalhe na secção 5.4.3. A ASE introduzida pelas etapas de amplificação, vai alterar a amplitude e fase dos impulsos amplificados. Deste modo, e através das não linearidades da fibra, os impulsos vão sofrer pequenos desvios de frequência capazes de se transformar em desvios temporais através da dispersão da fibra. Este efeito, tem assim estatística aleatória relacionada com o fenómeno de geração de ASE que se tomou gaussiano (ver secção 3.2.2) e pode ser descrito pela seguinte variância [10][4]:

$$\sigma_{GH}^2 = \frac{\eta_{sp} F_G \gamma \hbar \lambda D}{18\pi T_0 L_A} (N_A L_A)^3 \quad (7.51)$$

onde  $\gamma$  é o coeficiente não linear da fibra,  $D$  é o factor de dispersão da fibra,  $\eta_{sp}$  é o factor de emissão espontânea do EDFA,  $h$  é a constante de Plank,  $\lambda$  o comprimento de onda de trabalho,  $F_G$  é o factor de penalidade do ruído ( $F_G = (G-1)^2 / (G \ln G)$ ) e  $G$  o ganho do amplificador.  $N_A$  é o número de amplificadores da cadeia,  $L_A$  é o comprimento de fibra entre os amplificadores,  $T_0$  é a largura do impulso ( $T_0 = T_{FWHM} / 1.7627$ ) e  $T_{FWHM}$  é a largura do impulso de potência a meia altura.

A equação (7.51) mostra que a variância do *jitter* de GH aumenta com o cubo do comprimento da ligação, sendo por isso importante o seu controlo para que este fenómeno não limite a transmissão.

### 7.5.2. *Jitter* Causado Pela Interação Entre Solitões em Sistemas Monocanal

Outro fenómeno que pode para a generalidade dos casos ser considerado independente do apresentado na secção anterior, é o da interacção entre solitões. Este fenómeno foi já abordado por outros autores [11][12][13], no capítulo 6, e estudado estatisticamente em [5].

Como foi discutido ao longo do capítulo 6, a interacção entre impulsos resulta num desvio temporal simétrico, para o caso dos impulsos mais extremos de um conjunto de solitões igualmente espaçados. Foi observado então que, numa primeira aproximação, poderíamos considerar que a interacção entre grupos de solitões com mais de três impulsos resultava aproximadamente nos mesmos desvios temporais. Assim, devido a esta interacção, a função densidade de probabilidade dos desvios dos impulsos resultante pode ser dada por [5]:

$$p_{in}(t) = \frac{1}{2} \delta(t) + \frac{1}{8} \delta(t - t_2) + \frac{1}{8} \delta(t + t_2) + \frac{1}{8} \delta(t - t_3) + \frac{1}{8} \delta(t + t_3) \quad (7.52)$$

onde

$$t_2 = T_0 \ln \left[ \cos \left( \frac{a}{L_D} z \right) \right] \quad (7.53)$$

$$t_3 = 2T_0 \ln \left[ \cos \left( \frac{a}{\sqrt{2}L_D} z \right) \right] \quad (7.54)$$

Nestas expressões,  $z$  é a distância em unidades reais,  $L_D$  é o comprimento de dispersão,  $a = 2 \exp(-q_0)$ , e  $2q_0$  a separação temporal normalizada entre impulsos consecutivos.

### 7.5.3. Jitter de Colisão em Sistemas WDM

Quando dois solitões pertencentes a dois canais diferentes de um sistema WDM colidem numa fibra ideal, o resultado da colisão é um desvio temporal fixo e perfeitamente determinado e um desvio de frequência nulo (ver secção 5.4.6 e 5.5). No entanto, em sistemas reais, as perdas existem e têm que ser compensadas por amplificação, que normalmente é pontual. A periodicidade do ganho ao longo do trajecto de propagação, vai alterar as características do solitão perturbando-o. O resultado de uma colisão é neste caso, um desvio de frequência quando a colisão termina sobreposto a um desvio temporal [6]. Este pequeno desvio de frequência não seria em muitos dos casos um problema mas, devido à diferença de velocidade dos solitões de canais vizinhos, um grande número de colisões ocorre, resultando num incremento no *jitter*, que se acentua com o aumento da distância de transmissão. Por forma a manter este *jitter* sob controlo, é normal definirmos uma regra prática, que limita a máxima separação espectral entre canais vizinhos [6],

$$\Delta \nu_{\max} = \frac{T_{FWHM}}{2\pi L_A |\beta_2|} \quad (7.55)$$

onde  $\beta_2$  é o factor de dispersão de segunda ordem.

Por outro lado, o desvio temporal causado por uma colisão completa entre solitões implica a definição de um mínimo para o espaçamento entre canais (ver apêndice B):

$$\Delta v_{\min} = \left( 0.5611 \left( \frac{T_{FWHM}}{T_B} \right)^2 N_A L_A \frac{|\beta_2|}{T_{FWHM}^3} \frac{2}{j_{\max}} \sum_{j=1}^{(N-1)/2} \frac{1}{j} \right) \quad (7.56)$$

onde  $j_{\max}$  é a percentagem máxima de  $T_B$  que o impulso se pode deslocar sem causar erro.

As condições definidas pelas equações (7.55) e (7.56), limitam o número de canais WDM total a [39]:

$$N_{\max} = 1 + \left( 0.1418 \left( \frac{T_B}{T_{FWHM}} \right)^2 \frac{T_{FWHM}^4}{|\beta_2|^2} \frac{j_{\max}}{N_A L_A^2} \frac{1}{\left[ 0.577 + \ln \left( \frac{N_{\max} - 1}{2} \right) + \frac{1}{N_{\max} - 1} \right]} \right) \quad (7.57)$$

Deste modo, podemos considerar dois fenómenos concorrentes para a limitação do comportamento de sistemas WDM: o *jitter* causado directamente pelos desvios temporais originados nas colisões completas (*CC-Complete Collision*) e o *jitter* causado pelos desvios de frequência nas colisões incompletas (*IFS-Incomplete-collision Frequency Shift*).

Uma colisão incompleta resulta num desvio de frequência que pode ser dado por (ver apêndice C) [8]:

$$\delta\Omega_{mk} = C \sum_{n=1}^{\infty} \text{Im}[fn \exp(in\phi_c)] \frac{n^3 x_{mk}^4}{\sinh^2(nx_{mk})} \quad (7.58)$$



Onde  $x_{mk}=2.7795 L_{c_{mk}}/L_p$ ,  $L_{c_{mk}}$  é o comprimento de colisão normalizado ( $L_{c_{mk}}=L_{coll_{mk}}/L_D=1.763/\Omega_{mk}$ ),  $\Omega_{mk}=\pi T_0 \Delta f_{mk}$ ,  $\Delta f_{mk}$  é o desvio de frequência entre dois canais  $m$  e  $k$ ,  $L_p$  é o comprimento de perturbação normalizado ( $L_p=L_{per}/L_D$  e  $L_{per}$  é neste caso  $L_A$ ) e  $C$  é uma constante ( $C=16L_p/\pi^3$ ). Na equação (7.58):

$$fn = \frac{\alpha' L_p \exp(in\phi_c)}{\alpha' L_p + i2n\pi} \quad (7.59)$$

onde  $\alpha'$  é a atenuação normalizada ( $\alpha'=\alpha L_D$ ,  $\alpha$  o factor de atenuação da fibra em unidades lineares). Nas equações (7.58) e (7.59),  $\phi_c$  é um termo de fase que toma em conta a posição das colisões relativamente à origem. Para um número grande de colisões, facto comum em sistemas WDM, este factor tem distribuição uniforme e como tal não vai afectar a estatística. Contabilizando as contribuições de todas as colisões incompletas ao longo da propagação e para todos os canais  $m \neq k$  no canal  $k$ , obtém-se a seguinte expressão para a variância do *jitter* de IFS no canal  $k$  [8] (ver apêndice C):

$$\sigma_{IFS}^2 = \left\langle (\text{desvios temporais})^2 \right\rangle \equiv \left( \frac{C^2 Z^3}{6} \sum_{m \neq k} \frac{1}{L_{b_{mk}}} \sum_{n=1}^{\infty} |fn|^2 \frac{n^6 x_{mk}^8}{\sinh^4(nx_{mk})} \right) T_0^2 \quad (7.60)$$

onde  $Z$  é o comprimento normalizado total do sistema ( $Z=N_A L_A/L_D$ ), os índices  $m$  e  $k$  referem-se aos canais  $m$  e  $k$  respectivamente,  $L_{b_{mk}}$  é a distância média entre centros de colisão ( $L_{b_{mk}}=T_B/(T_0 \Omega_{mk})$ ).

Considerando que os fenómenos que geram o *jitter* de GH e o *jitter* de IFS são independentes, poderemos somar as suas variâncias para obter a variância global do *jitter* para um determinado canal:

$$\sigma_{GH+IFS}^2 = \sigma_{GH}^2 + \sigma_{IFS}^2 \quad (7.61)$$

Quanto ao *jitter* provocado por colisões completas (CC), este tem origem diferente dos fenómenos mencionados e como tal também outra estatística.

Assim, dois impulsos com frequências diferentes, correspondentes a dois canais WDM distintos, ao colidirem completamente sofrem ao fim da colisão um desvio temporal que pode ser dado por (ver secção 5.5):

$$\Delta t_{mk}^{CC} = \pm \ln \left( 1 + \frac{1}{\Omega_{mk}^2} \right) T_0 \approx \pm \frac{1}{\Omega_{mk}^2} T_0 \quad (7.62)$$

O sinal  $\pm$  relaciona-se com a posição espectral do canal que colide em relação ao canal que estamos a analisar, causando um atraso (+) caso a frequência do canal que colide for inferior ao canal analisado, e um avanço (-) no caso contrário.

Se considerarmos sistemas WDM com dois ou mais canais, os impulsos do canal  $m$  sofrem uma determinada quantidade de colisões com o canal  $k$  (dependente da sequência do canal  $k$ ), que pode ir de nenhuma até a um máximo dado por:

Tempo necessário para todas as colisões

$$N_{mk} = [(Z / L_{coll_{mk}}) T_{FWHM}] / T_B. \quad (7.63)$$

Nº colisões num comprimento Z

O desvio temporal médio sofrido pelos impulsos, pode ser dado pela multiplicação do desvio temporal por colisão (equação (7.62)) por  $N_{mk}/2$ , e somando todas as contribuições dos canais diferentes ( $m \neq k$ ), poderemos obter o desvio temporal para o canal  $k$  (ver apêndice B) [6]:

$$\Delta t_k^{CC} = \pm \sum_{m \neq k} \frac{N_{mk}}{2} \Delta t_{mk}^{CC} = \pm 0.1418 \frac{Z}{Z_0} \frac{T_{FWHM}}{T_B} \sum_{m \neq k} \frac{1}{\Delta f_{mk}} \quad (7.64)$$

O *jitter* de CC depende do número de colisões que ocorrem durante a propagação, que mesmo em distâncias não muito longas, pode atingir as centenas. Este facto leva-nos a fazer uma aproximação sobre a sua função densidade de probabilidade, podendo considerá-la contínua. A estatística deste fenómeno depende do número de colisões, de onde se pode provar que, se as sequências de informação  $\{a_k\}$  forem aleatórias e independentes, temos uma distribuição uniforme.

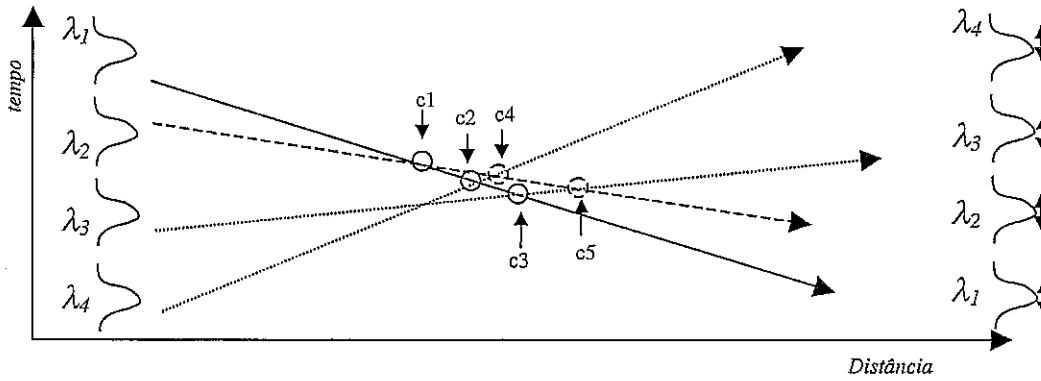


Figura 7- Diagrama de colisão de quatro impulsos provenientes de quatro canais WDM.  $c1$ ,  $c2$ ,  $c3$ ,  $c4$  e  $c5$  correspondem a pontos de colisão diversos.

Na Figura 7 apresenta-se o diagrama da colisão entre quatro impulsos provenientes de canais diferentes. Assim, os impulsos modulados em comprimentos de onda diferentes ( $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 < \lambda_4$ ) devido à dispersão vão cruzar-se ao longo da fibra, e acumular desvios temporais dependentes da sua posição espectral. Se analisarmos, a título de exemplo, o caso do impulso em  $\lambda_1$ , que vai sofrer neste caso três colisões com impulsos com desvios de frequência todos do mesmo sinal (provocados pelas colisões  $c1$ ,  $c2$  e  $c3$ ), resultando num desvio temporal final que é a soma de desvios sinal igual. Para este caso, o intervalo de desvios temporais que podem ser sofridos pelo impulso em  $\lambda_1$  é  $[0; \sum_{k=2}^4 N_{1k} \Delta t_{1k}^{CC}]$ .

$\Delta t_{mk}^{CC}$  é o desvio temporal provocado pela colisão completa entre o canal em  $\lambda_m$  e o canal em  $\lambda_k$  definido na equação (7.62). No entanto, o caso do  $\lambda_2$  é diferente, pois este impulso vai sofrer desvios temporais provocados por impulsos com desvios de frequência positivos e negativos em relação à sua posição espectral. Deste modo, este vai sofrer colisões que resultam em desvios temporais que se somam (c4 e c5) e outros que se subtraem (c1), resultando deste modo num máximo intervalo de desvios temporais que podem ser sofridos pelo impulso em  $\lambda_2$  igual a  $[\sum_{k=1}^1 N_{2k} \Delta t_{2k}^{CC}; \sum_{k=3}^4 N_{2k} \Delta t_{2k}^{CC}]$ .

Numa condição geral poderemos considerar que para o canal  $m$ , o desvio temporal máximo sofrido por um impulso nesse canal, quando este pertence a conjunto de  $n$  canais, está compreendido no intervalo:

$$\left[ \sum_{k=1}^{m-1} N_{mk} \Delta t_{mk}^{CC}; \sum_{k=m+1}^n N_{mk} \Delta t_{mk}^{CC} \right] \quad (7.65)$$

onde  $\Delta t_{mk}^{CC}$  representa o desvio temporal sofrido pelo impulso no canal  $m$  causado pela colisão entre este e o canal  $k$ , devido ao efeito de CC dado pela equação (7.62).

É comum tomar, como aproximação, apenas em consideração os efeitos dos canais vizinhos mais próximos pois os desvios temporais de CC são decrescentes com o quadrado do afastamento espectral (ver secção 5.5, equação (7.62)).

#### 7.5.4. MGF dos Fenómenos que Introduzem *Jitter* na Propagação

Se considerarmos estatística Gaussiana para o *jitter* de GH e de IFS e tendo em atenção a equação (7.61), obtém-se para a MGF do *jitter* total (GH e IFS):

$$M_{GH+IFS}(s) = \exp\left(\frac{s^2 \sigma_{GH+IFS}^2}{2}\right) \quad (7.66)$$

Para o caso da interacção entre impulsos no mesmo canal, a função densidade de probabilidade pode ser dada pela equação (7.52), que resulta na MGF seguinte:

$$M_{In}(s) = \frac{1}{2} + \frac{1}{8}e^{st_2} + \frac{1}{8}e^{-st_2} + \frac{1}{8}e^{st_3} + \frac{1}{8}e^{-st_3} \quad (7.67)$$

Para o cálculo desta função, note-se a seguinte propriedade das MGF's:

$$M_{Gx(a-a_0)} = GM_{x(a)}e^{-sa_0} \quad (7.68)$$

Se pretendermos considerar simultaneamente os fenómenos de GH, de IFS e de interacção intra-canal (In), teremos que proceder do seguinte modo: considerando que há independência estatística entre os fenómenos GH+IFS e a In, a função densidade de probabilidade do *jitter* na presença destes fenómenos pode ser obtida pela convolução da função representada pela equação (7.52) com uma função de estatística gaussiana (devida à estatística dos processos de IFS e GH).

$$p_{GH+IFS+In}(t) = p_{GH+IFS}(t) * p_{In}(t) \quad (7.69)$$

onde

$$p_{GH+IFS}(t) = gauss(t, 0, \sigma_{GH+IFS}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{GH+IFS}} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_{GH+IFS}^2}\right) \quad (7.70)$$

onde  $gauss(t, \mu, \sigma)$  representa a função Gaussiana de média  $\mu$  e desvio padrão  $\sigma$ .

Partindo dos pressupostos de independência estatística enunciados, da equação (7.69) resulta a seguinte expressão para a MGF do *jitter* total:

$$M_{GH+IFS+In}(s) = M_{GH+IFS}(s)M_{In}(s) \quad (7.71)$$

Se, a este conjunto de fenómenos, quisermos acrescentar o efeito do *jitter* de CC, teremos que considerar a correspondente função densidade de probabilidade. Como se mencionou acima, este tipo de *jitter* tem distribuição uniforme no intervalo dado pela equação (7.65). Designando estes limites por  $t_0$  e  $t_1$  respectivamente, tem-se para a função densidade de probabilidade do *jitter* de CC:

$$p_{CC}(t) = Rect_{[t_0:t_1]}(t) = \begin{cases} \frac{1}{t_1 - t_0}, & t_0 \leq t \leq t_1 \\ 0, & \text{outros valores de } t \end{cases} \quad (7.72)$$

a que corresponde a seguinte MGF:

$$M_{CC}(s) = \frac{1}{s(t_1 - t_0)} [-e^{-st_1} + e^{-st_0}] \quad (7.73)$$

Considerando que este fenómeno pode ser tomado como independente dos restantes, a MGF total pode ser dada pelo produto das MGF's correspondentes a cada fenómeno:

$$\begin{aligned} M_{CC+In+GH+IFS}(s) &= M_{CC}(s)M_{GH+IFS}(s)M_{In}(s) = \\ &= \left[ \frac{1}{s(t_1 - t_0)} [-e^{-st_1} + e^{-st_0}] \right] \exp\left( \frac{s^2 \sigma_{GH+IFS}^2}{2} \right) \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{8} e^{st_2} + \frac{1}{8} e^{-st_2} + \frac{1}{8} e^{st_3} + \frac{1}{8} e^{-st_3} \right] \end{aligned} \quad (7.74)$$

O cálculo do CB, equação (7.5), ou do MCB, equação (7.6), através da aproximação linear apresentada na equação (7.48) onde  $M_\alpha(s)$  é substituído pela MGF apresentada na equação (7.74). No entanto, como referido na secção 7.4, esta aproximação deixa de ser válida para valores de *jitter* altos, e como tal, para esses casos teremos que recorrer à resolução exacta do valor da esperança matemática apresentado na equação (7.46).

À equação (7.74) está subjacente a seguinte função densidade de probabilidade:

$$p_{CC+GH+IFS+I_n}(t) = p_{GH+IFS}(t) * p_{I_n}(t) * p_{CC}(t) \quad (7.75)$$

Nesta equação, estão presentes três tipos de funções densidades de probabilidade: a referente ao *jitter* de GH+IFS que é gaussiana dada pela equação (7.70), o *jitter* de CC de estatística uniforme dada pela equação (7.72) e o *jitter* de interacção definido pela equação (7.52).

Para calcularmos a equação (7.75) necessitamos assim de resolver algumas convoluções, das quais vamos apresentar em sumário as principais operações.

Para o caso de considerarmos o *jitter* de CC e o *jitter* de GH+IFS teremos:

$$p_{GH+IFS+CC}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} gauss(t + \tau, 0, \sigma_{GH+IFS}) Rect_{[t_0; t_1]}(\tau) d\tau \quad (7.76)$$

que resulta em

$$p_{GH+IFS+CC}(t) = \frac{1}{2(t_1 - t_0)} \left( erf\left(-\frac{t - t_1}{\sqrt{2}\sigma_{GH+IFS}}\right) - erf\left(-\frac{t - t_0}{\sqrt{2}\sigma_{GH+IFS}}\right) \right) \quad (7.77)$$

onde a  $erf(x)$  é a função de erro

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\lambda^2} d\lambda \quad (7.78)$$

Da convolução da equação (7.77) com a equação (7.52), resulta a equação seguinte:

$$\begin{aligned} p_{GH+IFS+In+CC}(t) = & \frac{1}{2} p_{GH+IFS+CC}(t) + \frac{1}{8} p_{GH+IFS+CC}(t-t_2) \\ & + \frac{1}{8} p_{GH+IFS+CC}(t+t_2) + \frac{1}{8} p_{GH+IFS+CC}(t-t_3) + \frac{1}{8} p_{GH+IFS+CC}(t+t_3) \end{aligned} \quad (7.79)$$

Com esta função densidade de probabilidade, poderemos resolver a equação (7.46) obtendo as esperanças matemáticas necessárias para obter a MGF da equação (7.45), e consequente cálculo do CB e do MCB (o integral da equação (7.46) pode ser resolvido numericamente).

Recorrendo a qualquer das técnicas, a aproximação ou a resolução exacta das esperanças matemáticas, poderemos aplicar esta metodologia para avaliar o desempenho de um sistema real, o que vai ser efectuado nas secções seguintes.

## 7.6. *Validade da Aproximação Linear*

Nesta secção, vamos observar o comportamento da aproximação linear (equação (7.48)) para a resolução da esperança matemática necessária para a obtenção do CB ou do MCB. Simultaneamente, vai ser testada a sua validade por comparação dos resultados desta com os resultados da resolução exacta das esperanças matemáticas.

Nesta secção, vão ser usados os parâmetros da Tabela 1 que correspondem ao diagrama da Figura 1. Vamos assumir, nesta primeira fase, que a propagação não distorce o impulso, e que este aparece à entrada do amplificador óptico com a forma de um solitão



fundamental pois apenas queremos testar a validade da aproximação linear. No entanto, foram também feitos testes considerando a propagação para confirmar os valores obtidos.

|  |                          |   |                       |
|--|--------------------------|---|-----------------------|
| $T_{FWHM}$ =19.34ps  | $D$ =0.1569ps/nmkm       | $\lambda_0$ =1.55μm   | $L_A$ =106.7km        |
| $L_{tot}$ =1173.7km  | $\alpha$ =0.2dB/km       | $B$ =20Gbit/s   | $G$ =21.34dB          |
| $N_0$ =4.9E-17W/Hz   | <i>Fig. Ruído</i> =4.5dB | $\langle P_{opt} \rangle$ =-19.2dBm   | $\sigma_{pre}$ =4E-4A |
| $B_{elétrica}$ = 20GHz <i>Butterworth 3ªordem</i> <sup>(**)</sup>    |                          | $B_{óptica}$ = 90GHz <i>Faby-Perot de 3 cavidades (FP3)</i> <sup>(**)</sup> |                       |
| (**) - Caso não seja dito nada em contrário assumem-se estes filtros |                          |   |                       |

Tabela 1- Parâmetros do sistema

7.6.1. Jitter Gaussiano

Variando, num dado sistema, apenas a variância do jitter gaussiano correspondente aos fenómenos GH+IFS, pretende-se prever os limites de utilização da aproximação linear definida pela equação (7.48).

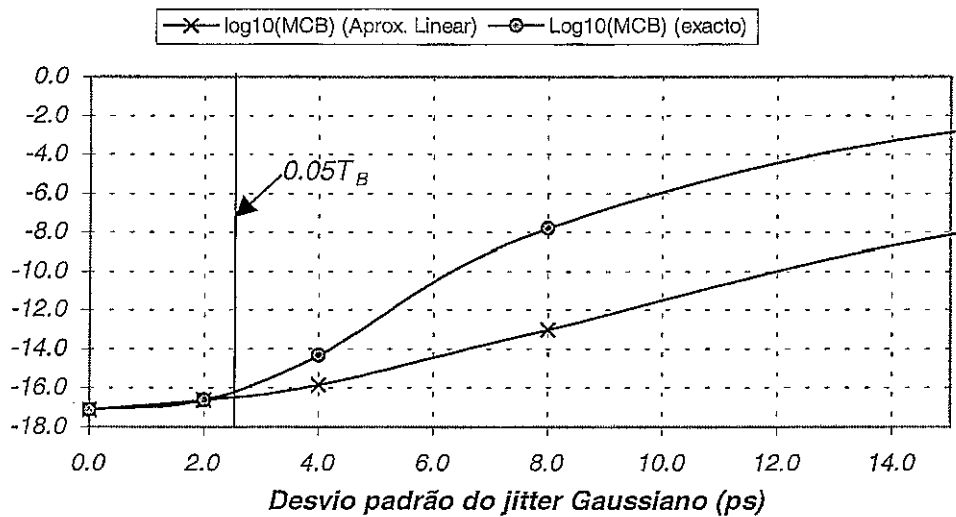


Figura 8- Variação do majorante com o desvio padrão do jitter gaussiano.

A Figura 8, mostra os valores obtidos para o MCB do BER utilizando a equação (7.6) com as MGF's obtidas pela equação (7.45). Foram considerados dois métodos para o cálculo das esperanças matemáticas necessárias para a avaliação do resultado desta equação: cálculo exacto utilizando a definição, (7.46), e a aproximação linear, equação (7.48).

Os resultados mostram que a aproximação linear apenas é válida para valores de *jitter* com desvio padrão pequeno ( $\cong 0.05T_B$  de acordo com [1]). Foram ainda testados sistemas em condições diferentes das correspondentes a este sistema e foi obtido o mesmo limite para o valor máximo do desvio padrão do *jitter*. Para sistemas com valores de desvio padrão do *jitter* superiores a este valor, teremos que recorrer à solução exacta das esperanças matemáticas para determinar as MGF's necessárias para resolver a equação (7.45).

#### 7.6.2. *Jitter* Uniforme

Outra estatística para o *jitter*, também presente na propagação de impulsos do tipo solitão, é a distribuição uniforme correspondente ao *jitter* de CC.

Vamos seguidamente verificar o limite de validade da aproximação linear para a determinação do MCB, comparando os resultados por esta obtidos com a determinação das esperanças matemáticas exactamente. Apenas vamos observar os casos em que o intervalo da distribuição do *jitter* é simétrico ( $t_0 = -t_1$  sendo correspondente ao caso do canal central de um conjunto de canais WDM, pois apresenta igual número de canais com frequências superiores e inferiores).

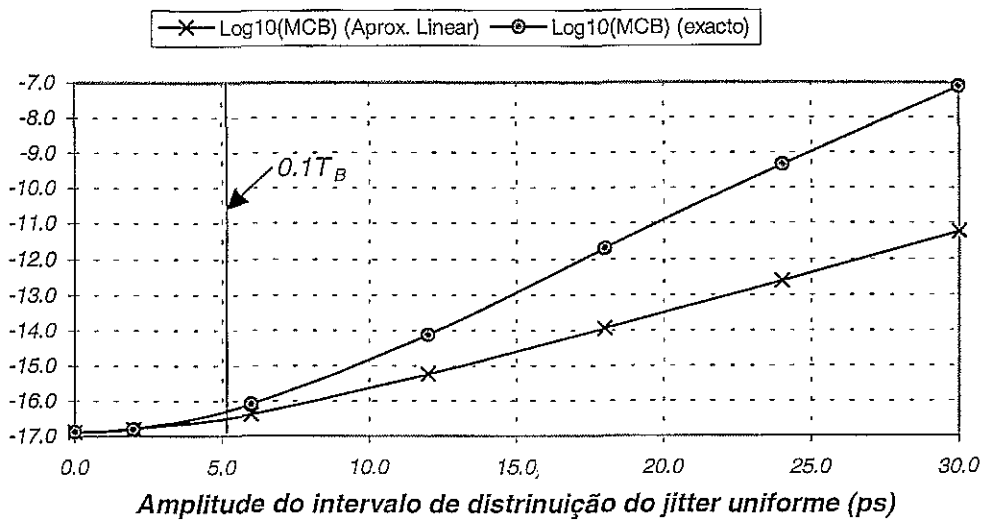


Figura 9- Variação do majorante com a amplitude do intervalo de distribuição do jitter uniforme.

A Figura 9 mostra que, para esta estatística de *jitter*, a aproximação linear dá bons resultados para valores de amplitude do intervalo de *jitter* até cerca de  $0.1T_B$ , de acordo mais uma vez com [1].

### 7.6.3. Jitter de Gordon-Haus + Interacção

Nesta secção, vamos analisar os efeitos de degradação causados pela interacção entre impulsos do mesmo canal, em conjunto com o efeito de GH.

Na Figura 10 representam-se as curvas onde o valor do majorante, para o caso de interacção simples entre impulsos, e do conjunto interacção e GH são tomados em termos aproximados e exactos.

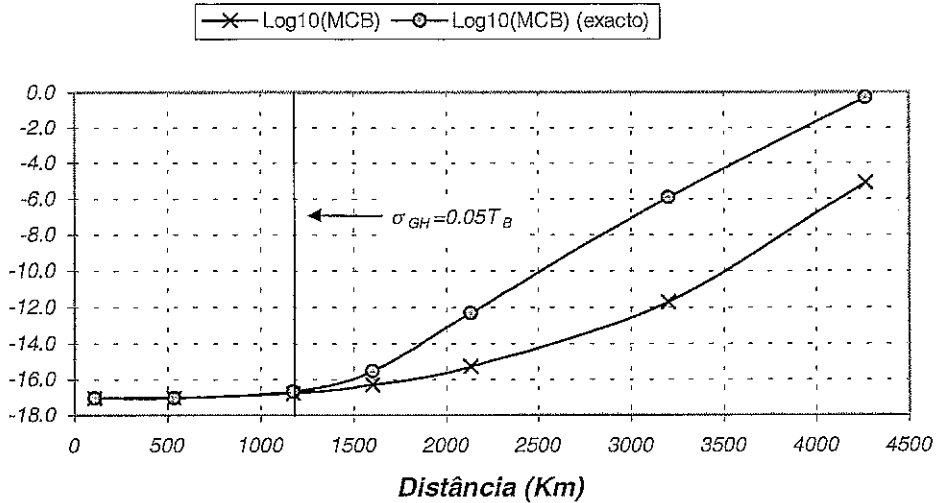


Figura 10- Variação do majorante com a distância, com jitter de GH e interacção entre impulsos.

Como se pode ver na Figura 10, a interacção entre solitões que viajam no mesmo canal pode ser um fenómeno também bastante limitativo, especialmente quando associado ao efeito de GH, cuja variância apresenta um crescimento cúbico com a distância de propagação (secção 7.5.1). Para este caso, pode dizer-se que a aproximação linear, deixa de ser válida para distâncias superiores a 1200km ponto onde o desvio padrão do *jitter* gaussiano atinge um valor de  $0.05T_B$ . Este facto levanta outra questão, que se prende com os casos em que o *jitter* de interacção é preponderante. Casos deste tipo foram testados, e o limite de validade da aproximação linear neste caso resultou aproximadamente em  $t_2 < 0.1T_B$ , onde  $t_2$  é o maior desvio devido á interacção, ou seja o correspondente ao par de impulsos isolado (equação (7.53)). Estes limites foram confirmados para o caso da inclusão do efeito de propagação do impulso, sendo os limites dados aproximadamente pelos valores acima referidos.

### 7.7. Efeitos da Interacção de Solitões em Sistemas Monocanal.

Como já foi introduzido nas secções 7.5.2 e 7.6.3, a interacção entre solitões pode ser um efeito importante na degradação do desempenho de sistemas com solitões. Este efeito foi introduzido na formulação em conjunto com outros efeitos, como o de GH.

O diagrama de blocos para os sistemas monocal canal estudados nesta secção, têm por base o diagrama de blocos apresentado na Figura 11. O sistema consiste numa ligação óptica entre dois pontos, onde temos apenas um canal a ser gerado. A fonte de sinal é constituída por um gerador de seqüências (bit seq.), um dispositivo de formatação do sinal (Pre-proc) que modula o laser de modo a gerar os impulsos com as condições requeridas. Este sistema é periódico, pelo facto da linha de transmissão óptica ser repetida  $N$  vezes, contendo o bloco base um amplificador óptico (EDFA) e um troço de fibra (fibra\_1). Utiliza-se ainda um filtro óptico (Filtro\_O), que neste trabalho pode ser um Faby-Perot de cavidade simples (FP), um de cavidade dupla (três espelhos, FP3) ou ainda um filtro de fibra reflectivo (*grating*) para limitação do ruído. O receptor é um dispositivo semelhante ao que foi apresentado anteriormente durante a dedução do CB (Figura 2).

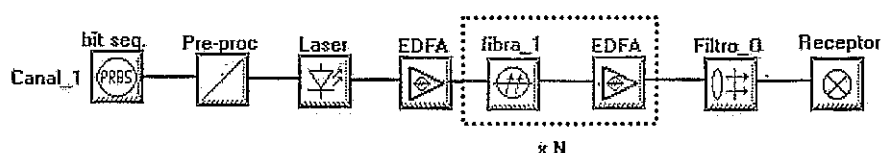


Figura 11- Diagrama de blocos de um sistema de transmissão óptica monocal.

Para observarmos o comportamento, e qualidade, da formulação foi simulado um sistema com as características apresentadas na Tabela 2. Estes valores foram escolhidos por forma a evidenciar o fenómeno da interacção entre os impulsos.

O sistema foi simulado primeiro com amplificação/perdas e ruído ASE e seguidamente sem amplificação/perdas nem ASE. Dos diagramas de propagação obtidos, são apresentados na Figura 12 apenas os correspondentes a um intervalo de tempo contendo 20 bits. Nestes diagramas podemos observar a evolução no tempo e no espaço dos impulsos codificados. Podem notar-se dois tipos de colisões entre grupos de impulsos: a colisão entre dois impulsos e a colisão entre três impulsos, e ao mesmo tempo a propagação inalterada dos impulsos não acompanhados. No diagrama correspondente à propagação na presença de perdas e amplificação podemos ainda observar a localização dos amplificadores.

|  |  |  |                   |
|--|--|--|-------------------|
| $T_{FWHM}=19.39\text{ps}$                        | $D=1.323\text{ps/nmkm}$                  | $\lambda_0=1.55\mu\text{m}$  | $L_A=50\text{km}$ |
| $L_{tot}=550\text{km}$                           | $\alpha=0.2\text{dB/km}$                 | $B=20\text{Gbit/s}$  | $G=10\text{dB}$   |
| $N_0=0.23\text{E-}17\text{W/Hz}$                 | $\sigma_{pre}^2=4.0\text{E-}6\text{A}^2$ | $\langle P_{opt} \rangle = -1.76\text{dBm}$                            | $R_{esp}=1.2629$  |
| $B_{elétrica}=20\text{GHz}$ Butterworth 3ª ordem |  | $B_{óptica}=90\text{GHz}$ FP3 $\Rightarrow B_{eq\ 10nm}=238\text{GHz}$ |                   |

Tabela 2- Parâmetros do sistema simulado

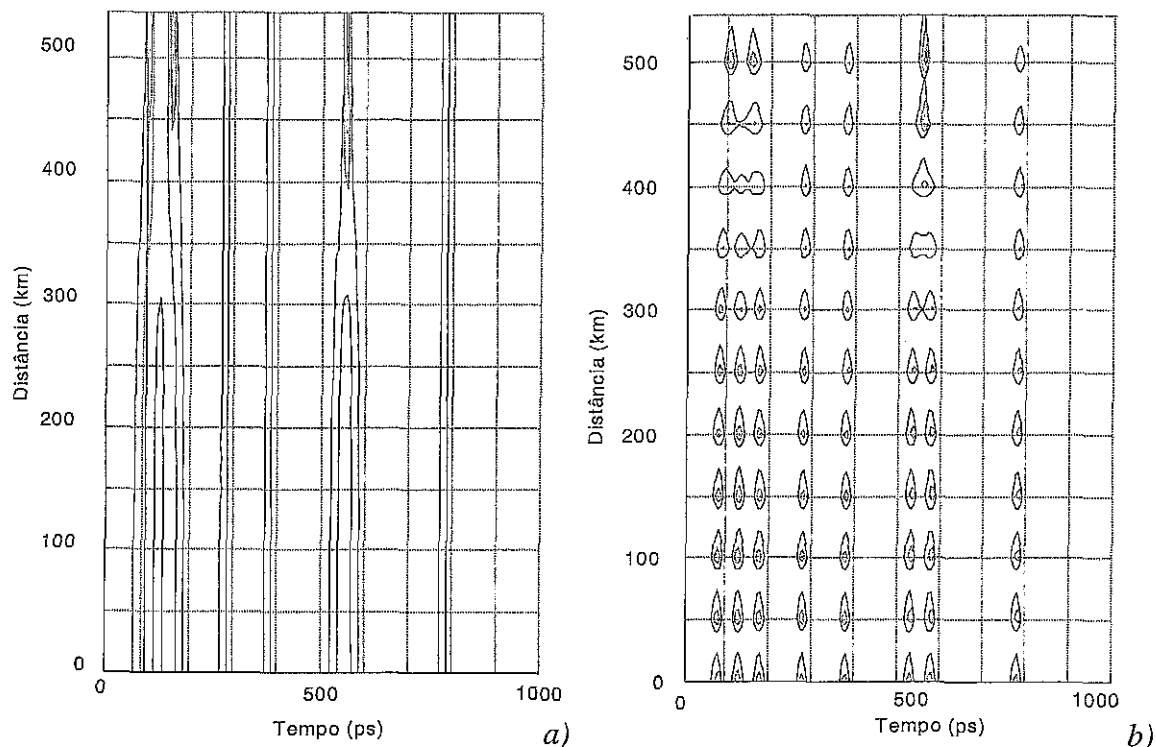


Figura 12- Propagação de uma sequência de solitões correspondente aos 20 primeiros períodos da sequência simulada para os casos em que não há perdas (a) e em que há ciclos de amplificação/perdas (b).

Dado que a formulação da MGF's, nas secções anteriores, se baseou na constância do impulso elementar ao longo da sequência de informação, é de esperar que apenas

conseguimos uma aproximação razoável com os majorantes de Chernoff, até que o processo de colisão comece a provocar deformações no impulso. Saliente-se ainda que os valores de  $t_2$  e  $t_3$  dados na secção 7.5.2 são resultado de uma aproximação para impulsos bem separados. Como tal, quando a interacção for suficientemente forte, estes valores deixam de ter fiabilidade, podendo resultar em alguma deradação nos resultados dos majorantes.

Apresentamos de seguida (Figura 13) a evolução de  $t_2$  e  $t_3$  dadas pelas equações (7.53) e (7.54) com a distância e para o sistema em causa. Como se pode notar, ao fim de 300km de propagação alguns impulsos já se deslocaram de  $0.1T_B$  correspondente a  $0.45T_0$ , o que representa um elevado valor de *jitter*, prevendo-se uma consequente degradação do desempenho do sistema.

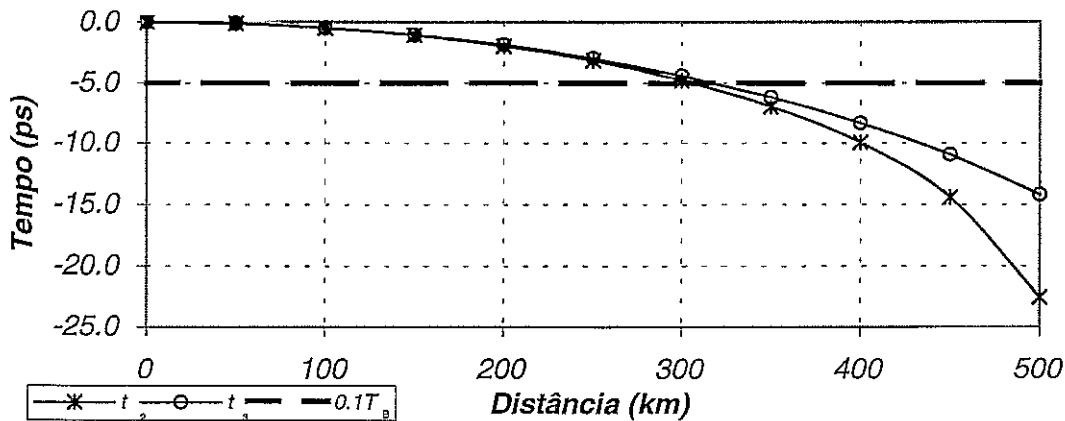


Figura 13- Evolução do valor de  $t_2$  e  $t_3$  com a distância. A curva  $0.1T_B$  é também apresentada apenas como referência.

Recorrendo ao simulador, obteve-se a função densidade de probabilidade (PDF- *Probability Density Function*) dos picos das envolventes dos impulsos detectados. Na Figura 14 mostra-se um exemplo do histograma, para o caso em que a propagação é feita ao longo de 250km. Como se pode avaliar, o valor de  $t_{2,3}$  é de aproximadamente 2.8ps e o respectivo peso de  $\approx 0.24$ . Estes valores assemelham-se aos valores de  $t_{2,3}=3ps$  e peso de  $2 \times 0.125$  obtidos pela formulação (Figura 13, equações (7.53) e (7.54)).

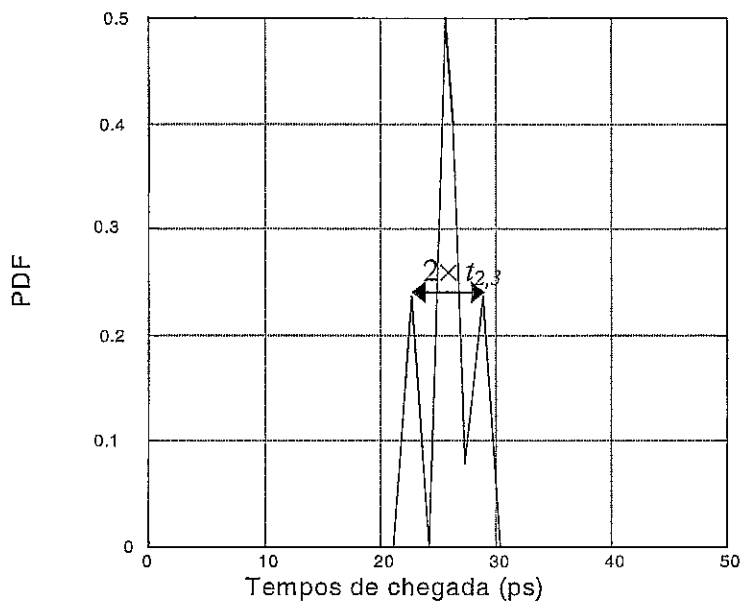


Figura 14- Função densidade de probabilidade dos tempos de chegada para 250km. A ligeira assimetria do gráfico deve-se à resolução temporal do detector.

Utilizando a formulação desenvolvida nas secções 7.2 a 7.5, foram calculados os valores dos majorantes de CB e MCB em função da distância. Os resultados apresentam-se na Figura 15, onde também se mostra a curva para o BER obtida por simulação (secção 3.6.5). Destes resultados conclui-se que o BER pode ser majorado, e os efeitos da intaracção serem levados em conta com razoável precisão até aos  $\cong 250\text{km}$  para o MCB, e  $300\text{km}$  para o CB no case deste sistema em particular. É importante notar-se que estas distâncias correspondem já a metade da distância prevista para a colisão dos impulsos ( $25\%\xi_p$ ) e a valores de *jitter* relativamente elevados ( $<10\%T_B$ ). Quando a distância se aproxima da distância de colisão, os impulsos começam a deformar-se devido à transferência de energia entre eles que ocorre durante a colisão. Como esta degradação não é tida em consideração na metodologia de cálculo do CB e do MCB, estes começam então a divergir em relação ao BER.



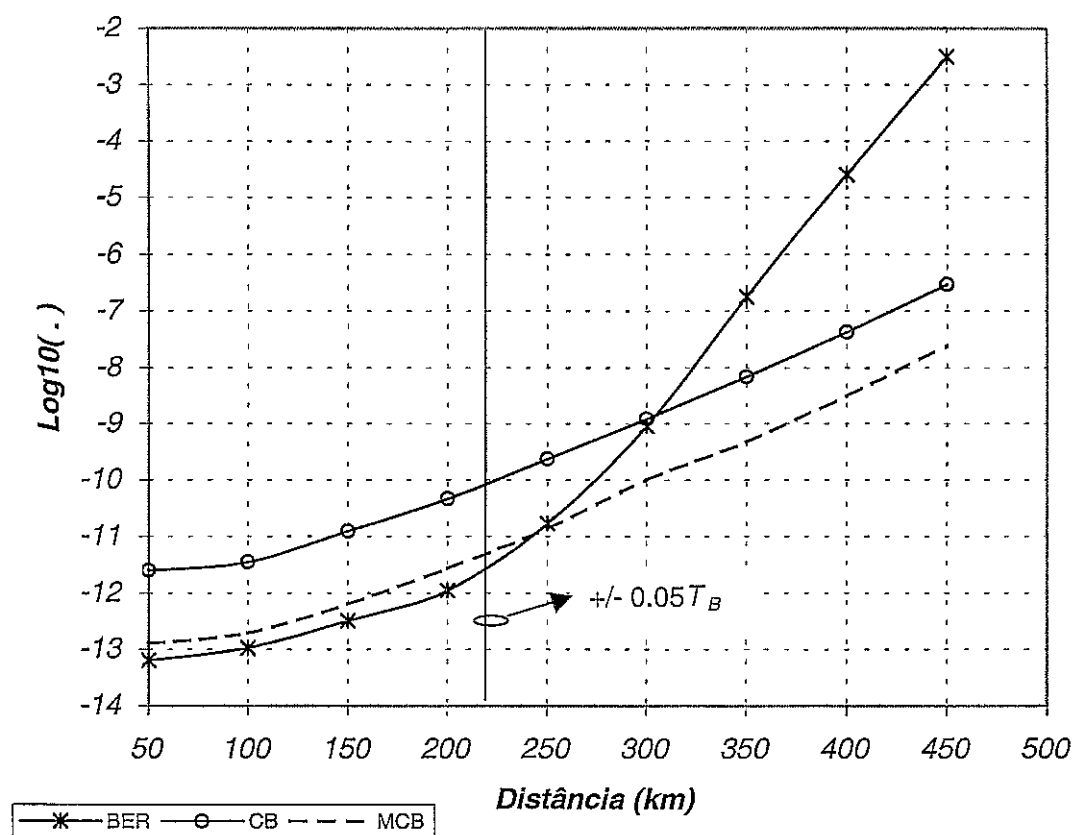


Figura 15- Evolução do BER, CB do BER, e MCB.

O comportamento anterior, sugere-nos uma metodologia para estender a gama de validade do CB e do MCB. Se analisarmos a variação da amplitude de pico da envolvente do grupo de solitões que mais depressa colide, que é o par de impulsos isolado (sequência “0110”) [22], relativamente à amplitude de pico do impulso isolado (“010”), obtemos os resultados da Figura 16.

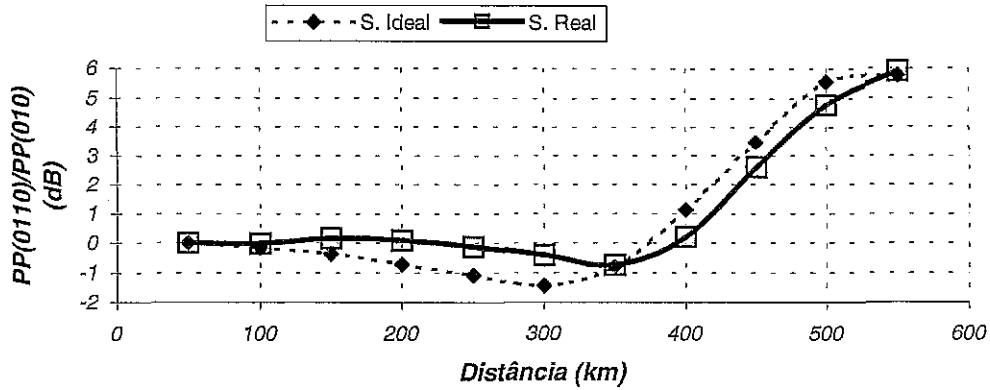
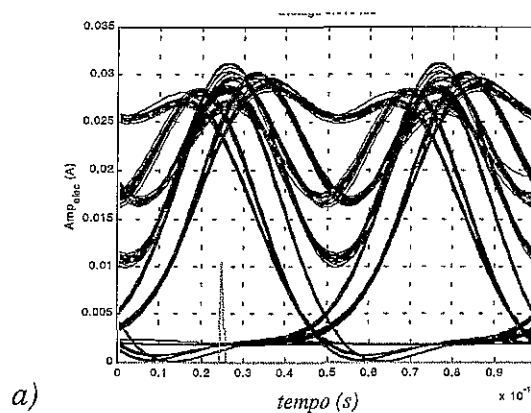


Figura 16- Evolução da potência de pico do grupo de solitões correspondente à sequência "0110",  $PP(0110)$ , em relação ao caso da sequência "010",  $PP(010)$ , para um sistema ideal sem perdas, e para um sistema real com perdas amplificação.

Desta figura, poderemos concluir dois factos. A variação dos impulsos no sistema ideal não são reflectidas directamente no sistema real, não podendo por isso, neste caso, ser considerados como equivalentes. O valor de  $PP(0110)/PP(010)$ , passa por um decaimento seguido de um incremento rápido. O decaimento dá-se até ao momento em que os impulsos se encontram colisão avançada, evoluindo então para um único impulso e aumentando por isso a sua potência de pico. Então, para que ainda tenhamos validade nos majorantes que estamos a desenvolver, sugere-se a correcção do valor de pico do impulso  $h_p(t)$  com o valor de pico da envolvente do par de impulsos. Deste modo temos ainda um majorante pelo menos até perto do ponto em que a amplitude relativa começa de novo a subir.



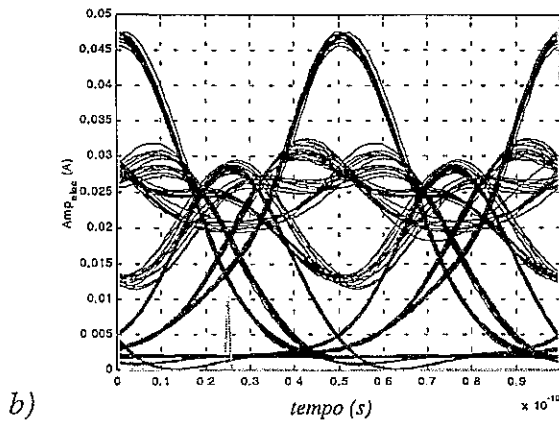


Figura 17- Diagrama de olho do sistema à saída do amplificador a 350km (a) e a 450km (b).

As novas gamas de validade para os majorantes, neste sistema em particular, passam agora a ser 325km para o MCB, e 375km para o CB como se pode ver na Figura 18. Em termos de distâncias estes valores não são significativos, mas se calcularmos o valor dos desvios totais máximos provocados pelo *jitter* de interacção que está já acumulado ( $0.25T_B$  e  $0.35T_B$  para 325km e 375km respectivamente), bem como observarmos a sobreposição entre os impulsos para distâncias desta ordem (Figura 18), poderemos dizer que estamos num ponto onde a transmissão deixa de ter muito interesse, pelo facto de que a detecção dos impulsos começa a ser difícil dados os processos que ocorrem na colisão (eg. desvios de frequência). Os diagramas de olho para o caso de 350km e 450km são apresentados como exemplo do comportamento dos impulsos nesta zona (Figura 17). Pode ainda observar-se na Figura 18 que nesta zona, e para este sistema, o BER é já muito elevado, e portanto a aplicabilidade destas zonas de interacção para sistemas de comunicação com solitões deixa de ser interessante.

Para a determinação da probabilidade de erro em casos onde a interacção é forte, a simulação completa do sistema, começa a apresentar-se como uma solução viável, pois, neste caso probabilidades de erro aumentam e devido a este facto, mais pequenos tempos de simulação são necessários para uma avaliação exaustiva do seu desempenho.

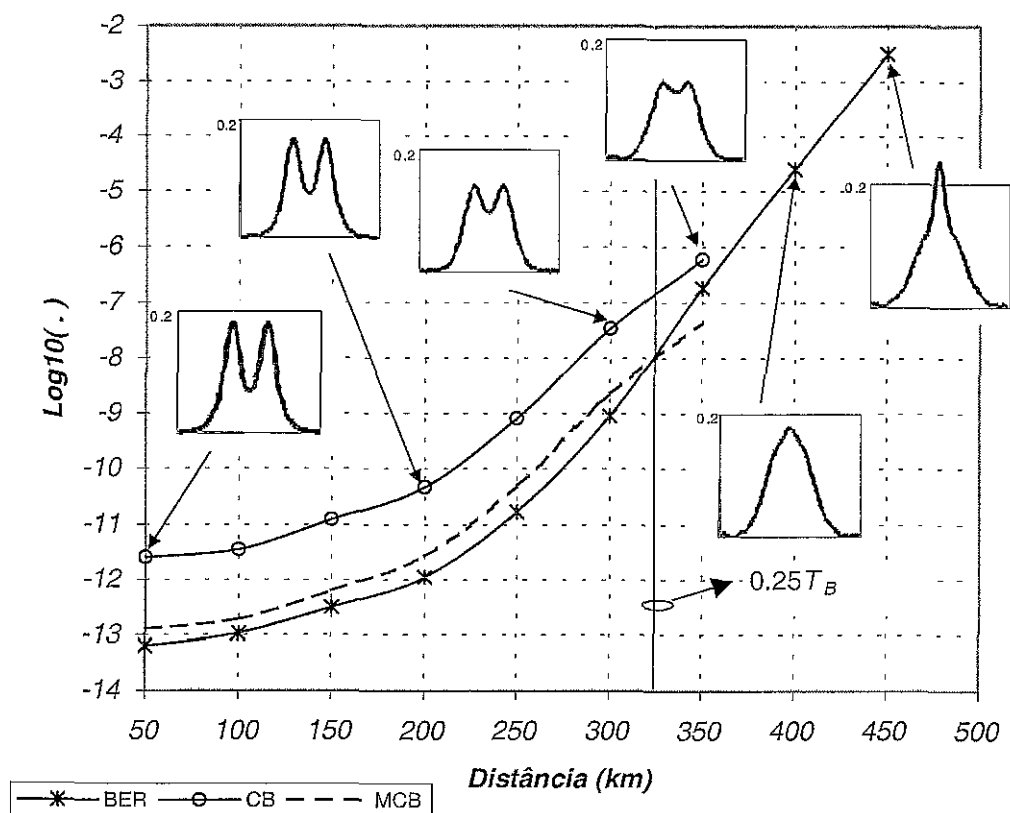


Figura 18- Evolução do BER, CB do BER, e MCB o majorante modificado. As imagens inseridas demonstram a evolução do par de impulsos ao longo da propagação.

Contudo, os sistemas de solitões actuais referem-se sempre a alguns milhares de quilómetros. Para validarmos a metodologia para maiores distâncias, e consequente efeito mais intenso de outros tipos de degradação, vamos considerar um sistema com os parâmetros indicados na Tabela 3.

|   |  |   |                      |
|---|--|---|----------------------|
| $T_{FWHM}=19.39\text{ps}$                         | $D=0.3\text{ps/nmkm}$                    | $\lambda_0=1.55\mu\text{m}$                 | $L_A=106.7\text{km}$ |
| $L_{tot}=1173.7\text{km}$                         | $\alpha=0.2\text{dB/km}$                 | $B=20\text{Gbit/s}$                         | Pré-amp.=21.34dB     |
| $N_0=4.88\text{e-}17\text{W/Hz}$                  | $\sigma_{pre}^2=3.6\text{e-}7\text{A}^2$ | $\langle P_{opt} \rangle = -16.4\text{dBm}$ | $R_{esp}=1.2629$     |
| $B_{elétrica}= 20\text{GHz}$ Butterworth 3ª ordem |  | $B_{óptica}= 90\text{GHz}$ FP3              |                      |

Tabela 3- Parâmetros do sistema simulado

Para este sistema os valores de dos parâmetros  $t_2$  e  $t_3$  relativos ao relativos à interacção (equações (7.53) e (7.54)) apresentam-se na Figura 19.

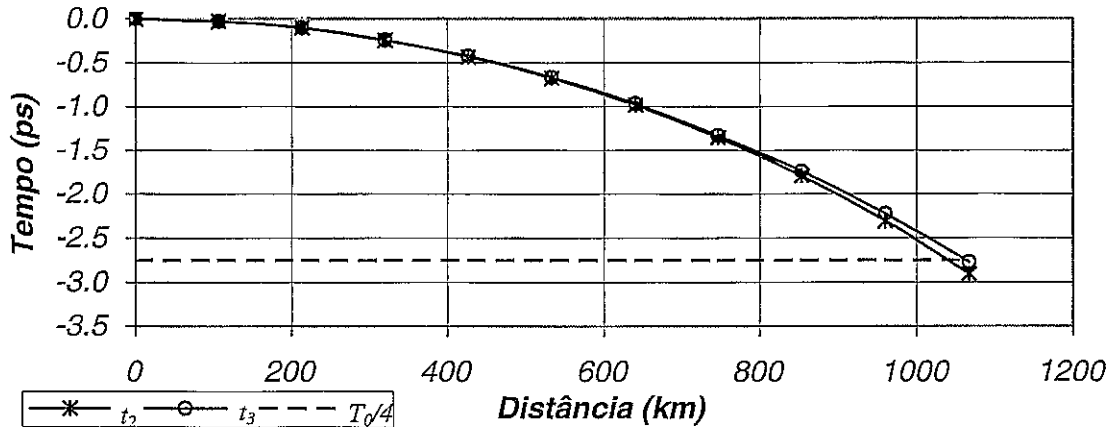


Figura 19- Evolução do valor de  $t_2$  e  $t_3$  com a distância.  $T_0/4 (\approx 0.055T_B)$  é também apresentado apenas como referência.

O valor da variância do *jitter* de GH a 1067km é de  $\approx 0.275\text{ps}^2$  ( $0.01T_B$ ), devido ao ganho e figura de ruído dos amplificadores usados, propositadamente para evidenciar o efeito da interacção. A Figura 20 apresenta os valores de BER, CB e MCB em função da distância.

Podemos observar na Figura 20 que os majorantes, especialmente com a correcção sugerida (denotados por AC-CB e AC-MCB), apresentam uma boa aproximação para o valor efectivo do BER para valores máximos do desvio temporal provocado pela interacção superiores a  $0.12T_B$ , ponto onde terminámos a simulação.

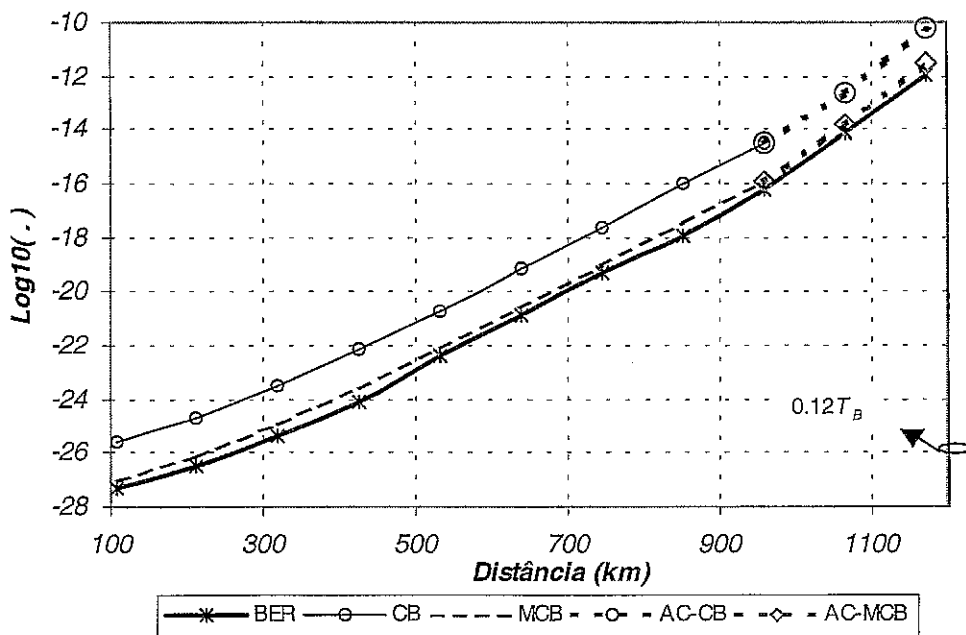


Figura 20- Evolução do BER, CB do BER, e MCB o majorante modificado determinado resolvendo exactamente as esperanças da equação (7.45). O prefixo AC refere-se à correcção de amplitude sugerida anteriormente, nesta sub-secção.

### 7.8. Efeitos do Jitter de GH Em Sistemas Monocanal

Para estudar o efeito do *jitter* de GH e simultaneamente a validade do majorante para situações deste tipo, foi desenhado um sistema em que este efeito é predominante. Os parâmetros deste sistema são apresentados na Tabela 4.

|  |  |   |                    |
|--|--|---|--------------------|
| $T_{FWHM}=10.05\text{ps}$                          | $D=0.1569\text{ps/nmkm}$                 | $\lambda_0=1.55\mu\text{m}$                 | $L_A=100\text{km}$ |
| $L_{tot}=2000\text{km}$                            | $\alpha=0.25\text{dB/km}$                | $B=20\text{Gbit/s}$                         | $G=25\text{dB}$    |
| $N_0=2.04\text{E-}16\text{W/Hz}$                   | $\sigma_{pre}^2=3.6\text{E-}7\text{A}^2$ | $\langle P_{opt} \rangle = -16.4\text{dBm}$ | $R_{esp}=1.2629$   |
| $B_{eléctrica}= 20\text{GHz}$ Butterworth 3ª ordem |  | $B_{óptica}= 90\text{GHz}$ FP3              |                    |

Tabela 4- Parâmetros do sistema simulado

Para este sistema, os valores do *jitter* de GH e resultante da interacção podem ser observados na Figura 21.

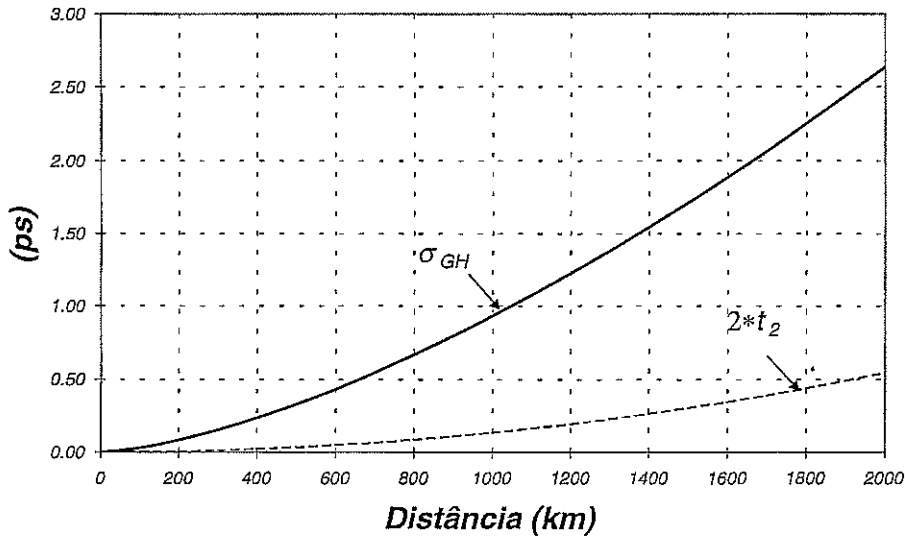


Figura 21- Desvio padrão do jitter de GH e amplitude do máximo desvio temporal ( $2 \cdot t_2$ ) provocado pela interacção, para o sistema descrito na Tabela 4.

Como se pode observar, neste sistema, o *jitter* de GH é dominante em toda a propagação, sendo portanto um aspecto preponderante no comportamento do sistema. Contudo, o *jitter* de GH é resulta da acumulação de ASE nos impulsos, como foi descrito na secção 7.5.1. Este facto, é importante ser referido, pois, a amplitude do campo correspondente à ASE (processo aleatório) depende da largura de banda. Para efeitos de simulação convém assumirmos uma largura de banda fixa para todas as simulações, definida pelo número de amostras de cada bit. Considerando uma largura de banda de simulação razoável, 10nm, para um sistema de 20Gbit/s, teremos que definir para todas as simulações 64 amostras/bit e com isto fixamos os efeitos da ASE (*jitter* de GH e do ruído óptico adicionado).

Este sistema foi desenhado propositadamente com um valor de ASE elevado (*Noise Figure*=7dB), com vista a evidenciar os efeitos de GH e de ruído correspondente. Dada a complexidade da estatística do sinal de chegada, dado que o ruído de ASE, tem no domínio óptico de estatística gaussiana, mas após detecção apresenta uma função um

pouco mais complexa, bem como por outros factores já apontados, obter o BER exactamente pode ser um processo mesmo muito complexo e moroso, por isso podem surgir algumas imprecisões na obtenção de alguns desses resultados.

Os resultados de simulação e do MCB deste sistema são apresentados na Figura 22.

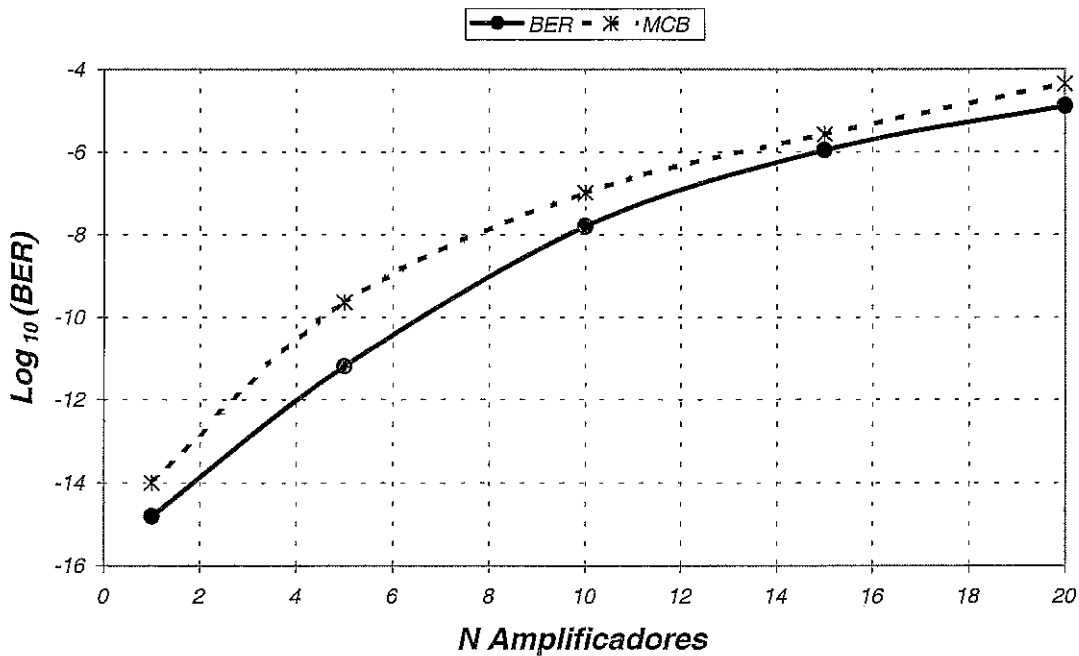


Figura 22- Variação do BER e do MCB com o número de amplificadores.

Como se pode ver nesta figura, o MCB acompanha com grande qualidade o BER determinado, mostrando assim que o fenómeno *jitter* de GH e ruído de ASE podem também ser bastante bem representados pela formulação apresentada.

O *jitter* global foi avaliado dos resultados de simulação sendo os resultados apresentados na Figura 23. Podemos notar pequenas diferenças nas duas curvas e que podem ser na sua generalidade justificadas. Para o caso de N pequeno, o valor medido é não nulo devido à resolução temporal do avaliador de *jitter* utilizado. Para o caso de N grande temos uma pequena contribuição (mas já significativa), do *jitter* de interacção, e que resulta num aumento da variância global avaliada.



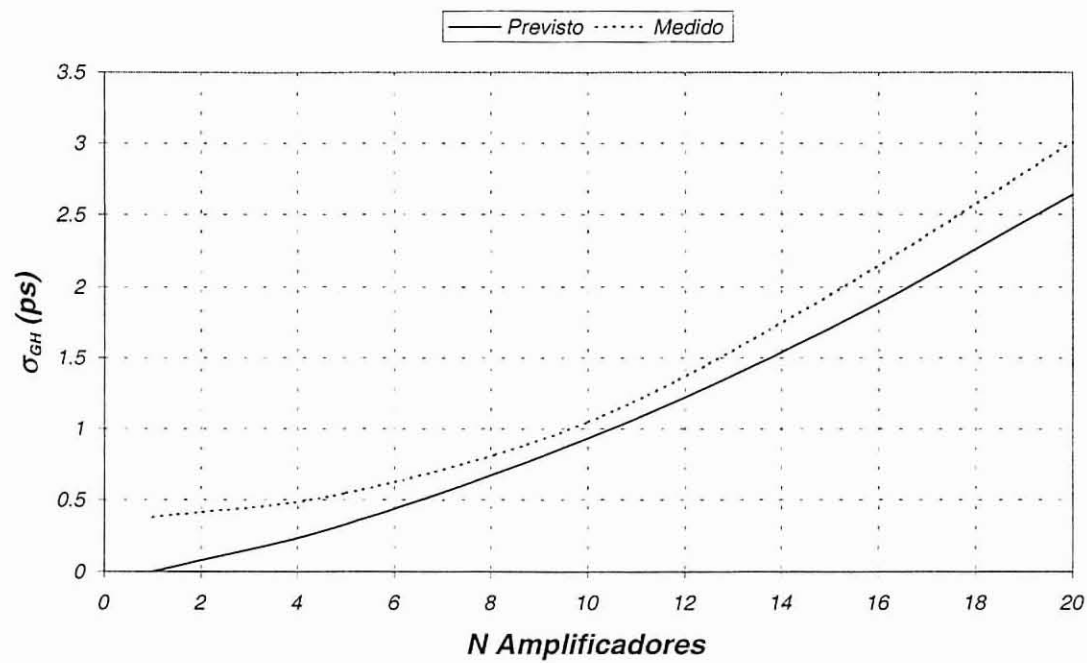
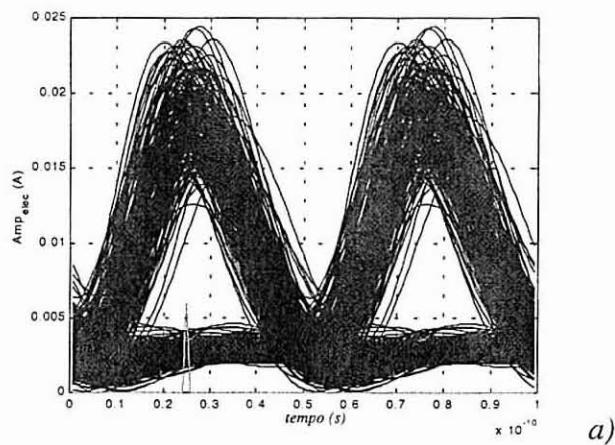


Figura 23- Jitter medido e previsto pela equação (7.51) em função do número de amplificadores.

Alguns aspectos do sinal a 2000km podem ser observados na Figura 24. Pode-se observar o efeito da grande quantidade de jitter do sinal a esta distância, sendo este facto evidenciado na PDF da Figura 24 b).



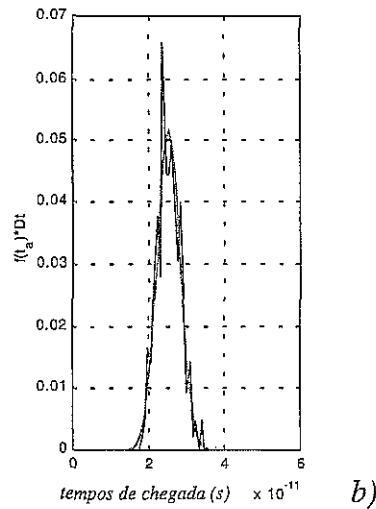


Figura 24- Diagrama de olho a) e estatística do sinal de chegada em b) para 2000km de propagação.

Com estes resultados, confirma-se a metodologia para inclusão dos diversos fenómenos na obtenção do MCB delineada neste capítulo, em sistemas com ruído óptico forte e *jitter* de estatística gaussiana.

### 7.9. Avaliação do Desempenho de Sistemas WDM Baseados em Solitões

O diagrama de blocos dos sistemas analisados nesta secção é em tudo semelhante ao apresentado na Figura 11, apenas apresenta mais do que uma fonte de sinal acoplada à fibra através de um acoplador WDM, que injecta os sinais provenientes das várias fontes na entrada do primeiro EDFA da cadeia.

Os parâmetros correspondentes ao sistema que vai ser utilizado nas secções 7.9.1 a 7.9.3, correspondem aos apresentados na Tabela 5.

Nas secções anteriores (7.7 e 7.8), foi já avaliado o rigor da metodologia de cálculo do CB e do MCB nos casos de forte interacção entre impulsos, forte ruído óptico e *jitter* de estatística gaussiana resultante do fenómeno de GH, no MCB. Resta-nos, para esta secção, avaliar a metodologia semianalítica para a caracterização de sistemas mono e

multicanal (WDM) na presença de filtragem óptica, e para um sistema completo, onde os efeitos do *jitter* de IFS e de CC estejam presentes e sejam potencialmente dominantes.

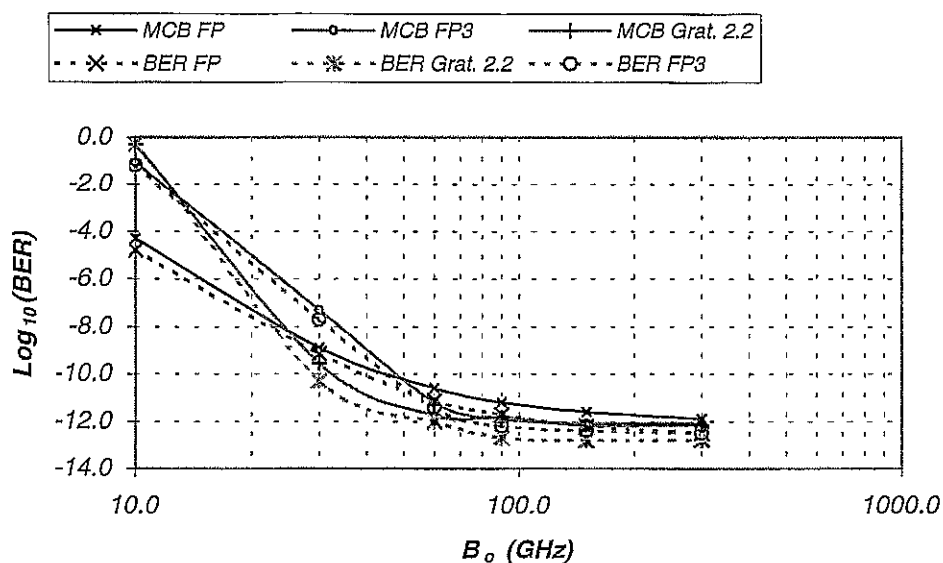
|   |                          |  |                                       |
|---|--------------------------|--|---------------------------------------|
| $T_{FWHM}=19.34\text{ps}$   | $D=0.1569\text{ps/nmkm}$ | $\lambda_0=1.55\mu\text{m}$  | $L_A=106.7\text{km}$                  |
| $L_{tot}=2134\text{km}$   | $\alpha=0.2\text{dB/km}$ | $B=20\text{Gbit/s}$  | $G=21.34\text{dB}$                    |
| $N_0=3.5\text{E-}17\text{W/Hz}$                                     | <i>Fig. Ruído</i> =3dB   | $\langle P_{opt} \rangle=-19.2\text{dBm}$                              | $\sigma_{pre}=4.24\text{E-}4\text{A}$ |
| $B_{elétrica}= 20\text{GHz}$ <i>Butterworth 3ªordem</i> (**)        |                          | $B_{óptica}= 90\text{GHz}$ <i>Faby-Perot de 3 cavidades (FP3)</i> (**) |                                       |
| (**)- Caso não seja dito nada em contrário assumem-se estes filtros |                          |  |                                       |

Tabela 5- Parâmetros do sistema simulado

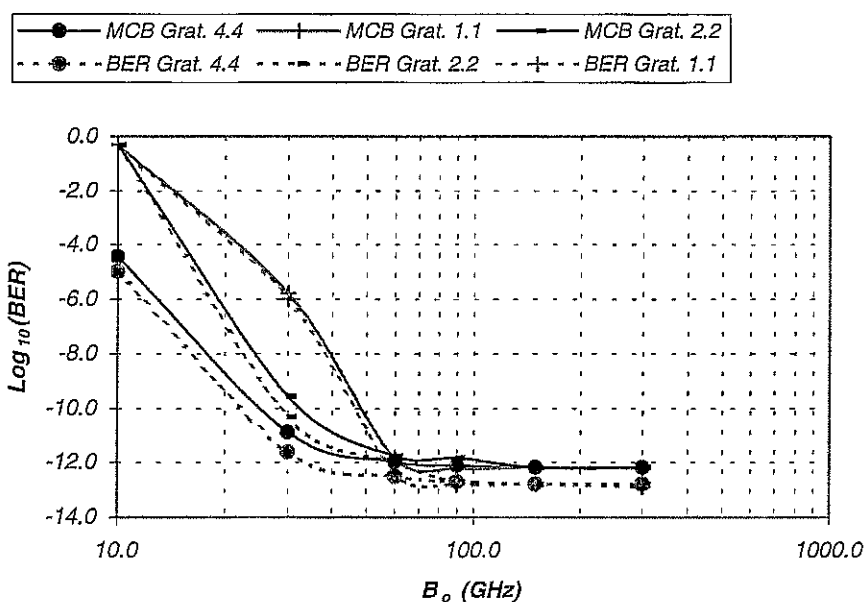
7.9.1. Efeitos do Filtro Óptico Para o Caso de um Sistema Monocanal

O filtro óptico é outro dos componentes que influencia a resposta do sistema, e para o qual foram feitas algumas aproximações por forma a simplificar a sua introdução na formulação. Neste trabalho vamos considerar três tipos de filtros ópticos que já foram apresentados ao longo do capítulo e na secção 3.5: o Faby-Perot de cavidade simples (FP), o Faby-Perot de três espelhos (FP3) e o filtro de fibra com grelha uniforme (*Grat.-grating*). A metodologia de inclusão do filtro na metodologia de obtenção do CB e do MCB do BER foi já apresentada na secção 7.3.3.

É importante lembrar que, para o caso do filtro *grating*, vamos usar um factor auxiliar,  $\eta_f$ , que relaciona a largura de banda entre os primeiros nulos da resposta do filtro e a largura dos extremos de banda da resposta do *grating* ( $\eta_f \geq 1$ ) (ver secção 3.5.3). Além desse facto, os resultados apresentados pressupõem um filtro normalizado, correspondendo assim a um valor máximo da sua função de transferência sempre unitário. Foi assumido isto, para que este filtro esteja nas mesmas condições de banda passante que os filtros de Faby-Perot considerados. Para a determinação do MCB e do BER, foi considerado o sinal após propagação ao longo de um troço de fibra, sendo os resultados apresentados na Figura 25.



a)



b)

Figura 25- Variação do MCB e do BER com a largura de banda de diversos tipos de filtros ópticos. FP- Fabry-Perot simples, FP 3- Fabry-Perot de três espelhos, Grat. 2.2 – grating com  $\eta_f = 2.2$  normalizado, a). Em b) vários tipos de Grating 1.1, 2.2 e 4.4- de reflexão uniforme e normalizados.

Os diversos tipos de filtros utilizados têm características que resultam em diferentes desempenhos do sistema (Figura 25). Se o sistema exigir filtros de baixa largura de banda, o filtro Faby-Perot de cavidade simples e o *grating* 4.4 serão os que apresentam para este sistema melhores resultados. Contudo, se o sistema não for muito exigente em

termos de largura do filtro todos os filtros apresentam um desempenho bastante razoável. Pode no entanto notar-se que o filtro *grating* com  $\eta_f=4.4$  apresenta uma boa adaptação para toda a gama de valores experimentados. O único problema deste filtro prende-se com o facto de que este apresenta grandes perdas na banda passante, que aqui não foram consideradas, podendo esse factor ser importante no saldo de potências do sistema completo.

### 7.9.2. Efeitos da Diafonia Linear Entre Canais

Outro efeito que foi tomado em consideração na formulação apresentada para o CB e para o MCB foi a diafonia linear causada pelos canais vizinhos (secção 7.3.3), factor que vai ser avaliado nesta subsecção.

Considerando o sistema da Tabela 5, foi estudado o efeito da diafonia linear determinando o MCB para os diversos tipos de filtros usados.

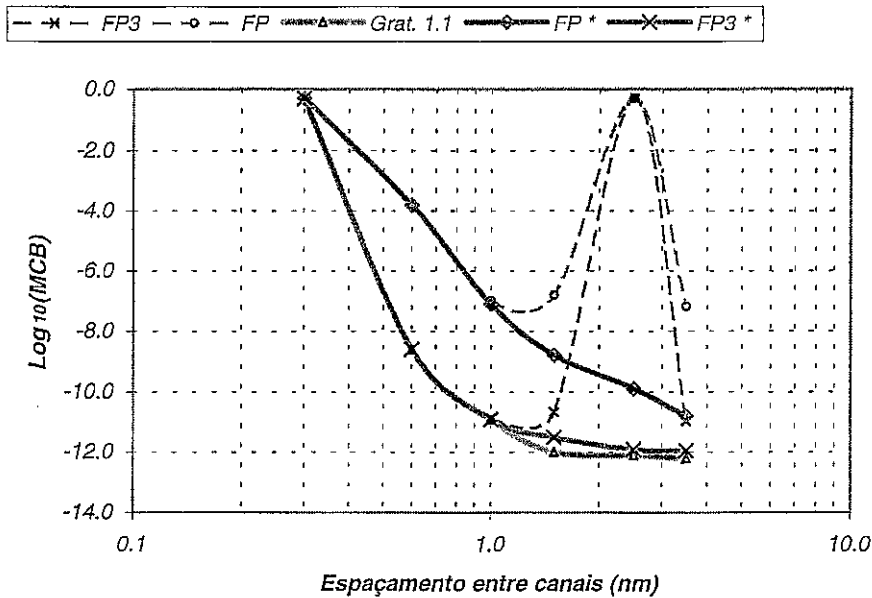


Figura 26- Variação do MCB com o espaçamento entre canais e para os vários filtros ópticos. A curva FP refere-se ao filtro de Faby-Perot simples com FSR de 300GHz (2.34nm) e  $B_o=60\text{GHz}$ ; FP3 ao filtro de 3 espelhos com FSR 300GHz e  $B_o=90\text{GHz}$ ; o Grat, representa o grating com  $\eta_f=1.1$  e  $B_o=90\text{GHz}$ . Os (\*) referem-se ao caso em que a FSR é o dobro da separação entre canais para espaçamentos superiores a 150GHz (1.17nm).

A Figura 26 mostra o comportamento de um sistema WDM de dois canais, em que são consideradas diferentes configurações dos filtros ópticos, em função do espaçamento espectral entre canais. O aparecimento de pontos de grande penalidade nas curvas respeitantes aos filtros FP e FP3, reflecte a periodicidade das respectivas respostas em frequência (Figura 27 a) e b)).

Os resultados da Figura 26, mostram que, para o caso considerado, os melhores resultados são obtidos com o filtro *grating* e com o FP3\*, onde, como referido, o valor de FSR deve ser igual ao dobro da separação entre canais WDM. O filtro Faby-Perot simples (FP\*), apenas é uma solução interessante para canais muito separados ( $>4\text{nm}$ ) também com a condição de FSR ao dobro da separação entre canais WDM.

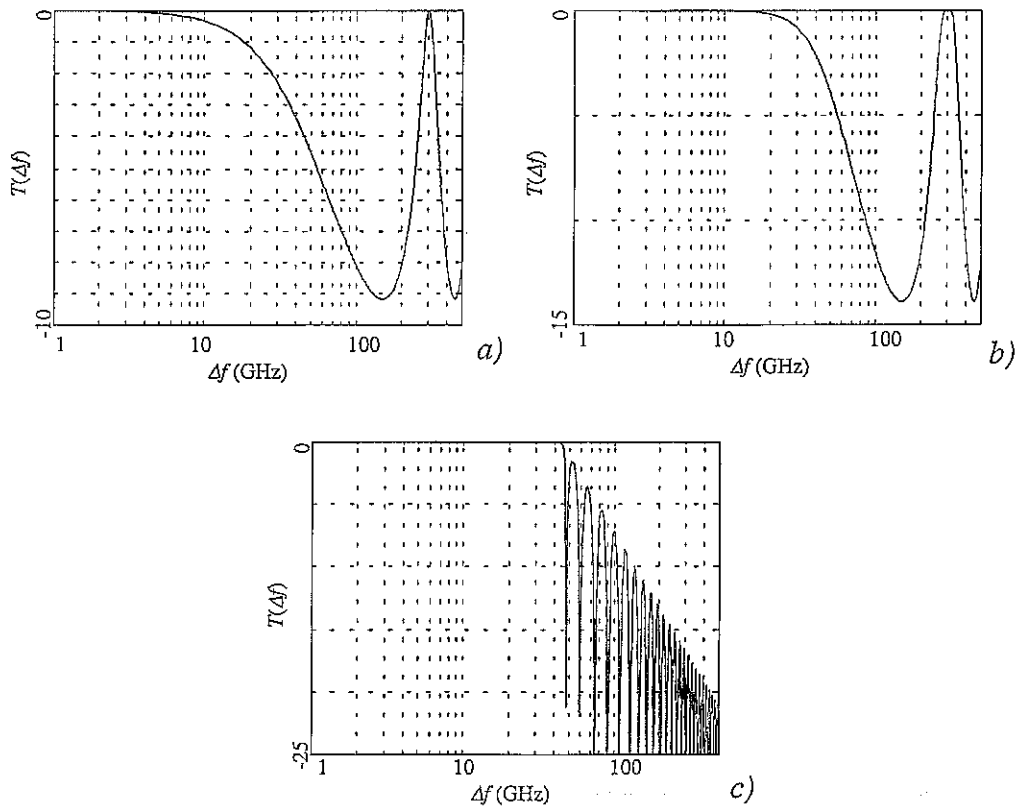


Figura 27- Função de transferência de potência dos três tipos de filtros considerados na Figura 26. a) Faby-Perot simples com largura de banda 60GHz e FSR de 300GHz, b) Faby-Perot de 3 espelhos com largura de banda de 90GHz e FSR de 300GHz e em c) o grating com  $\eta_f=1.1$  e largura de banda aproximadamente de 90GHz.

As características espectrais e os resultados do MCB mostram boa concordância em termos de andamento, mas podemos ainda comparar os valores do BER com os valores do MCB para o caso do FP3 e do FP3\*. Os resultados são apresentados na Figura 28.

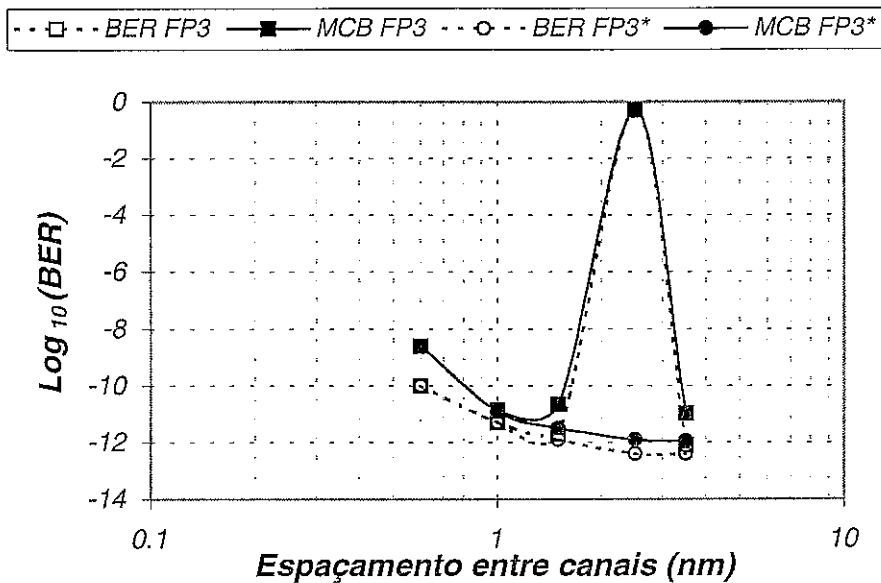


Figura 28- Comparação dos resultados de BER (linha contínua) e do MCB (linha a tracejado) para a contabilização da interferência linear, em que os filtros são: FP3 e FP3\*.

Como se pode observar nos resultados da Figura 28, temos um bom acordo entre o BER avaliado e os resultados previstos pelo MCB para a contabilização da diafonia entre canais. Os resultados são tanto mais pessimistas quanto menor o espaçamento entre canais (eg. 0.5nm na Figura 28), devido a se ter considerado sempre o pior caso na introdução da diafonia na formulação da secção 7.3.3.

Os resultados apresentados nesta subsecção (7.9.2) e na subsecção anterior (7.9.1), mostram que a formulação desenvolvida para o majorante do BER tem na devida conta a filtragem e a diafonia linear entre canais WDM.

### 7.9.3. Efeitos da Colisão Entre Canais WDM

Os factores considerados nas secções 7.9.1 e 7.9.2, são respeitantes a processos lineares que ocorrem na detecção. No entanto, o *jitter* acumulado pelos impulsos durante a transmissão, resultante dos efeitos não lineares, vai também ser fonte de degradação no desempenho do sistema.

O aumento do comprimento de transmissão do sistema, além de acrescentar *jitter* de GH vai também acentuar os efeitos do *jitter* de IFS e de CC.

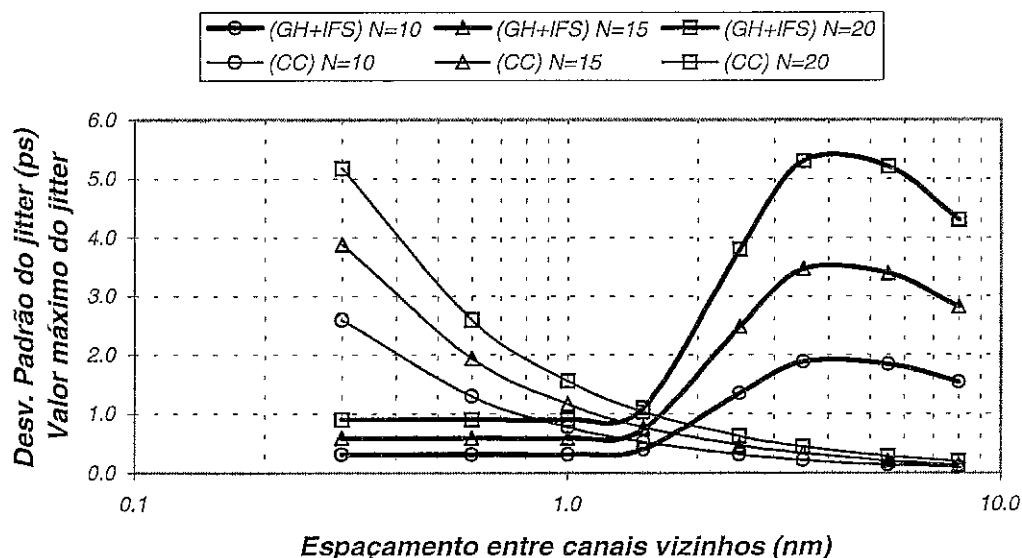


Figura 29- Variação do desvio padrão do jitter gaussiano (IFS+GH) e valor máximo do jitter uniforme (CC) para um sistema de dois canais.

A variação do *jitter* do sistema discriminado na Tabela 5, com o espaçamento entre canais WDM é apresentado na Figura 29. Como se pode observar, a intensidade do *jitter* de CC diminui com o aumento da separação entre canais. Contudo, a variância do *jitter* gaussiano (GH+IFS) apresenta valores baixos (dominado pelo *jitter* de GH), para valores pequenos do espaçamento entre canais, aumentando a partir de um determinado valor de separação entre canais até um ponto de máximo, a partir do qual começa a decrescer. Deste modo, será de prever que na zona onde os dois tipos de *jitter* são simultaneamente



baixos (aproximadamente para um espaçamento entre canais de 1.5nm), o sistema terá penalidade mínima, tornando esta outra vez a ser mínima para valores de espaçamento entre canais superiores a 10nm, para este sistema. Estes resultados estão de acordo com os apresentados em [6] onde se define a zona segura, que para este sistema se situa na gama de valores de espaçamento entre canais inferior a 1.2nm.

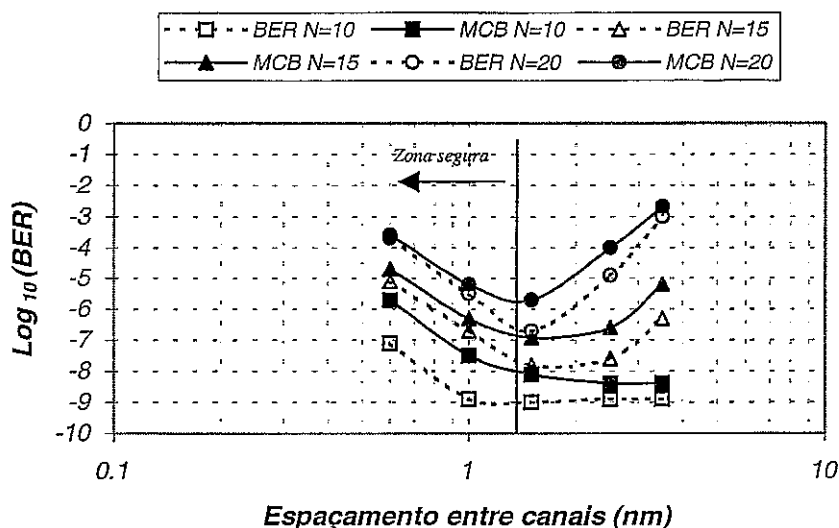


Figura 30- BER (linha tracejada) e MCB (linha contínua) do sistema descrito na Tabela 5 para várias distâncias de propagação e várias separações entre canais. É apresentada ainda a zona segura.

A Figura 30 mostra a variação do majorante MCB e do BER do sistema para várias distâncias de propagação. Como se pode observar existe uma zona de BER mínimo, como de acordo com o previsto no parágrafo anterior a propósito da Figura 29. Pode ainda observar-se uma boa concordância entre o MCB e o BER para a generalidade das situações.

Contudo, nota-se que, para  $N=10$  com espaçamentos entre canais abaixo dos 1.5nm, o MCB resulta em valores um pouco pessimistas. Esta situação é explicada pelo modo como foi incluída a diafonia na formulação do MCB, pois considera-se sempre o pior caso. Então, em situações em que este fenómeno é dominante, o que acontece no caso agora considerado, este resultado era previsível. Contudo, o aumento no espaçamento

entre canais vem diminuir esta diferença, exactamente pelo facto de que a diafonia começa a assumir um papel secundário, tendendo a ser aproximadamente desprezável.

O aumento na distância de propagação e correspondente aumento no número de amplificadores da linha vem aproximar o valor de MCB do valor do BER, pois nessas situações poderemos considerar que os fenómenos de *jitter* são mais importantes, e como tal, apresentam-se a dominar a penalidade sofrida pelo sistema.

Poderão ocorrer situações em que o MCB deixa de majorar a probabilidade de erro do sistema. Em situações em que temos condições para que alguns fenómenos não considerados na formulação dos majorantes se tornem dominantes, ou em casos em que os modelos de *jitter* deixem de ser válidos, esta situação pode acontecer. Alguns dos fenómenos nestas condições, ocorrendo na simulação e não sendo tomados em consideração na formulação apresentada são, por exemplo: os processos de geração de mistura de quatro ondas (FWM-*Four Wave Mixing*) [24][25][26] que é enaltecido para comprimentos de ligação elevados (ver apêndice D); no receptor, desvios de frequência acumulados durante a propagação provocam a falta de sintonia dos filtros ópticos também é fonte de degradação no sistema, através da distorção que é causada nos impulsos.

Uma conclusão importante que se pode tirar dos resultados apresentados na Figura 30, está relacionada com a definição de zona segura apresentada por Mollenauer et al. [6]. Este resultado (equação (7.56)) que define a separação máxima entre canais WDM, e que limita o número máximo de canais que podem ser transmitidos num dado sistema (equação (7.57)), pode resultar em aproximações pessimistas para sistemas em que o comprimento de ligação não é muito elevado. Na Figura 30 podemos observar o caso do sistema com 10 troços (1067km), cujas características de BER não apresentam um crescimento a partir dos 1.2nm, como previsto pela formulação de Mollenauer et al. [6], mas pelo contrário apresenta uma característica monótona decrescente. Como tal, este sistema para essa distância e este número de canais, não apresenta uma separação máxima entre canais. Neste ponto de vista, este sistema pode transmitir mais do que dois canais ou admitir maior separação sem grande penalidade devida ao *jitter* de IFS, ao contrário do que seria previsto pela equação (7.56), onde a separação máxima permitida por este critério seria 1.2nm.

No entanto, para comprimentos de ligação altos, como é o caso de  $N=20$  (2134km) a definição já se aplica no que se refere ao espaçamento máximo entre canais. Contudo, neste caso também existe um limite mínimo no espaçamento entre canais imposto pelo *jitter* de CC e pela diafonia, facto não previsto pela definição de zona segura.

A estatística do *jitter* observada no receptor foi, na generalidade, aproximadamente idêntica ao valor calculado pelas expressões apresentadas na secção 7.5.3. Teremos que referir que a estatística do *jitter* calculada pelo simulador, é baseada na posição de ocorrência do máximo do impulso. Assim, na presença de grande diafonia entre canais WDM (pequenos espaçamentos entre canais no comprimento de onda), o valor que o simulador devolve pode não representar o valor real do *jitter*, mas sim um valor influenciado pela distorção dos impulsos, causada pela diafonia. Por isso, vamos apresentar apenas a estatística e a sua aproximação gaussiana para o caso de  $N=20$  (2134km) na Figura 31.

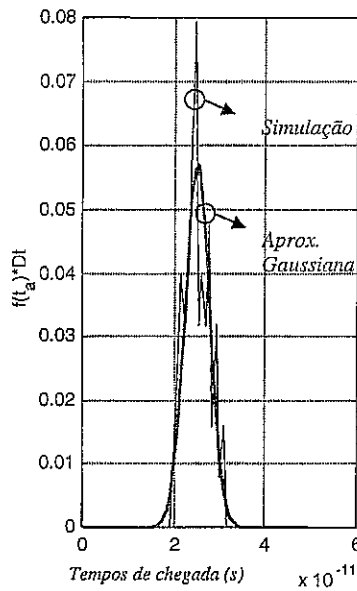


Figura 31- Estatística do jitter no receptor para  $N=20$  e espaçamento entre canais de 4.5nm.

Quanto à forma da estatística do *jitter*, pode notar-se a sua semelhança com a forma gaussiana. Esta boa aproximação deve-se à dominância do *jitter* de IFS (desvio padrão de

5.5ps). Contudo, notam-se algumas diferenças justificadas pela presença de *jitter* de CC (1ps) e alguma interacção entre impulsos no sistema considerado.

Nota-se por fim que parte dos problemas aqui abordados [3][6][15][18] podem ser resolvidos por introdução de filtragem de linha [7][9][17], ou por recurso à acomodação de dispersão. Com esta última técnica, o *jitter* de GH e o *jitter* de interacção podem ser reduzidos [40][14][16][29].

## 7.10. Conclusões

Neste capítulo foi desenvolvida uma metodologia para a avaliação do desempenho de sistemas monocanal e multicanal (WDM) com base em solitões.

Foram apresentadas as bases para a compreensão e cálculo dos majorantes de Chernoff simples (CB) e o modificado (MCB) da probabilidade de erro para sistemas pré-amplificados opticamente (secção 7.2 e 7.3). Foi ainda desenvolvida uma metodologia para a inclusão dos efeitos da filtragem óptica, dos efeitos da diafonia entre canais WDM vizinhos e dos diversos fenómenos introduzidos pela propagação. Para cálculo da MGF em presença das diversas fontes de *jitter* foram apresentadas duas metodologias: a aproximação linear e o cálculo exacto (secção 7.4). As diversas formas de *jitter* presentes em sistemas monocanal e WDM foram identificadas com vista à sua consideração na formulação (secção 7.5).

As duas metodologias para determinação dos majorantes considerando os efeitos do *jitter*, demonstraram características diferentes e por isso diferente aplicabilidade. A aproximação linear, requerendo menores recursos computacionais, torna-se mais rápida na avaliação dos majorantes. Pelo contrário, se pretendermos obter exactamente para as MGF's, o processo mostra-se bastante mais moroso (tipicamente mais do que um factor de 10 em relação à determinação pela aproximação linear). No entanto, qualquer dos métodos para a determinação dos majorantes, é mais eficaz do que a determinação da

probabilidade de erro por simulação, no entanto deve salvaguardar-se o facto de que a aproximação linear tem validade muito restrita em termos de aplicabilidade em sistemas com *jitter*.

De facto, a obtenção da probabilidade de erro por simulação completa de um sistema com 20 amplificadores, troços de fibra com 100km e com sequências de  $2^9$  resulta num aumento de tempo superior a um factor de 20 em relação ao processo completo de obtenção dos majorantes pela aproximação linear (um factor de 2 em relação à determinação exacta. Estes números tornam-se ainda mais significativos para sistemas WDM. Nesta perspectiva, o uso dos majorantes pode ser considerado como um recurso importante quando tarefas de optimização de sistemas não lineares. Como foi referido, a validade da aproximação linear é limitada, sendo dependente do tipo de estatística de *jitter* que é dominante em cada caso (secção 7.6): desvio padrão inferior a  $0.05T_B$  para o *jitter* de estatística gaussiana,  $0.05T_B$  para o desvio temporal máximo resultante da interacção e amplitude máxima do intervalo da distribuição de  $0.1T_B$  para o *jitter* de estatística uniforme.

Considerando a formulação completa para a determinação da MGF, foram então estudados vários sistemas onde a predominância dos diversos fenómenos que degradam o desempenho do sistema (eg. os diversos tipos de *jitter*, diafonia e filtragem). Concluiu-se então, em relação à introdução da filtragem na formulação resultou numa boa concordância entre os resultados da simulação e dos majorantes, para os vários tipos de filtros considerados. No que diz respeito ao processo de diafonia entre canais WDM, uma vez que a formulação analítica considera o pior caso, a introdução desta resulta, em alguns casos, numa avaliação mais pessimista do desempenho do sistema quando comparados com os resultados da simulação. Este comportamento verifica-se especialmente nos casos em que a diafonia é dominante (tipicamente para espaçamentos entre canais WDM da ordem da largura de banda do sinal óptico modulado correspondente a um canal).

Verificou-se que interacção entre solitões é devidamente representada na formulação dos majorantes CB / MCB, até ao ponto onde a interacção começa a distorcer a forma dos impulsos (tipicamente, até metade da distância que medeia a entrada na fibra e o ponto de

ocorrência da colisão). Foi então introduzida uma modificação na obtenção do impulso elementar necessário na formulação com base no comportamento do por de impulsos em colisão, que resultou num melhoramento do limite de validade dos majorantes, expandindo a distância correspondente de um factor de 1.25 (secção 7.7).

Para sistemas em que o *jitter* de Gordon-Haus era dominante (secção 7.8), bem como sistemas multicanal onde os *jitter*'s de colisão completa e de colisão incompleta eram dominantes (secção 7.9.3) os resultados obtidos pela metodologia dos majorantes quando comparados com os resultados de simulação foram também bastante concordantes. A validade dos majorantes apenas deixou de se verificar quando fenómenos não considerados na formulação se tornaram dominantes (eg. mistura de quatro ondas) ou alguns pressupostos assumidos durante a derivação deixaram de ser verificados (eg. independência estatística dos diversos tipos de *jitter*, quebra na validade da formulação que caracteriza as diversas formas de *jitter*) ou a formulação dos majorantes deixou de se poder aplicar.

Pode ainda concluir-se em termos globais que, com esta metodologia, foi conseguida uma caracterização que engloba simultaneamente um grande número de fenómenos, suprimindo muitas das dificuldades que as metodologias usuais actuais conhecidas pelo autor apresentam. As metodologias existentes não consideram simultaneamente os efeitos da filtragem não ideal e do *jitter*, factores que são em muitos casos predominantes na determinação do ponto de melhor desempenho do sistema, sendo na maior parte dos casos, este ponto, um resultado de um equilíbrio entre estes dois factores.

## 7.11. Referências:

- [1] L. Ribeiro, Sistemas de Comunicação com Amplificação Óptica, Tese de Doutoramento, Universidade de Aveiro, 1995
- [2] C.R. Giles and E. Desurvire, "Modelling Erbium Doped Amplifiers", J. Lightwave Technol., V9, N2, pp. 271-283, 1991
- [3] L. Mollenauer et al, "Long distance soliton propagation using lumped amplifiers and dispersion shifted fiber", J. Lightwave Technol., 9, 2, 1991
- [4] J. Gordon et al, "Effects of fiber nonlinearities and amplifier spacing on ultra long distance transmission", J. Lightwave Technol., 9, 2, 1991
- [5] A. Pinto, et al, "Effect of soliton interaction on timing jitter in communication systems", J. Lightwave Technol., v. 15, n. 4, pp. 515-520, 1998
- [6] L.F.Mollenauer, S.G.Evangelides, and J.P.Gordon, "Wavelength division multiplexing with solitons in ultralong distance transmission using lumped amplifiers, " J.Lightwave Technol., 9,362-369(1991).
- [7] M. Midrio et al, " WDM soliton transmission with filtering", Optics Commun., 112, 283-288, 1994
- [8] X. Tang et al, "Optimal channel spacing of WDM optical communication systems", Optics Commun., 119, 41-45, 1995
- [9] A.Mecozzi, "Timing jitter in wavelength division multiplexed filtered soliton transmission," J.Opt.Soc.Am. B, 15, 152-161(1998)
- [10] J. Gordon et al. "Random walk of coherently amplified solitons in optical transmission", Optics Lett., 11, 10, 665-667, 1986
- [11] J.P. Gordon, "Interaction forces among solitons in optical fibers", Optics Lett., V8, N11, pp. 596-598, 1981
- [12] C.R. Menyuk, " Non-Gaussian corrections to the Gordon Haus distribution resulting from soliton interactions", Optics Lett., V20, N 3, pp. 285-287, 1995
- [13] T. Georges, "Bit error rate degradation of interacting solitons owing to non-Gaussian statistics", Electron. Lett., V31, N 14, pp.1174-1175, 1995
- [14] A. Hasegawa et al, "Reduction of collision induced time jitters in dispersion managed soliton transmission systems", Optics Lett., 21, 1, 39-41, 1996
- [15] E.A. Golovchenko, et al., "Minimum channel spacing in filtered soliton WDM transmission", Optics Lett., V21, N3, 1996
- [16] Thierry Georges, " Soliton interaction in dispersion managed links", J.Opt. Soc. Am. B, May 1998
- [17] A. Mecozzi and H. A. Haus, " Effect of filters on soliton interactions in WDM systems", Optics Lett., V17, n14, July 15, 1992
- [18] J. Jacob, E.A. Golovchenko, A.N. Philipetski; G.M. Carter, C.R. Menyuk, "Long-haul, 10 Gbit/s error-free transmission of NRZ data and dispersion-managed solitons using the same transmission system", ECOC'97 (Edinburgh), pp. 1.11-1.14
- [19] T. Georges and F. Merlaud, "Soliton collisions in Dispersion managed links", submitted to ECOC98.
- [20] F. Favre, et al, "20Gbit/s soliton transmission over 5200km of NDSF with 106km dispersion compensated span", Electronics Lett., 22nd Jan. 1998, Vol.34, pp.201-202
- [21] A.L.J. Teixeira and J. da Rocha, "Two soliton behaviour in presence of a frequency shift", Proc. Photonics East, SPIE, Vol. 2918, pp. 50-58, Boston, 1996
- [22] A.L.J. Teixeira, G. P. Agrawal and J. da Rocha, "Increasing transmission distance of soliton communication systems by selective frequency shifts", Elect. Lett., Vol. 32, No. 21, pp. 1995-1996, October 1996
- [23] A.L.J. Teixeira, J. Da Rocha, G.P. Agrawal, "Novel scheme for increasing transmission distance of soliton communication systems by selective frequency shifts", CLEO/Europe Sep 8-13 1996, Hamburg, p 245 -CThF2, 1996
- [24] A. E. Golovchenko, N. S. Bergano, C. R. Davidson, " Four-Wave mixing in multispan Dispersion managed Transmission Links", J. Lightwave Technol., N 10, V. 10, pp. 1481-1483, 1998
- [25] R. W. Tkach, A. R. Chaplyvy, F. Forghieri, A. H. Gnauck and R. M. Derosier" Four-Photon mixing and High speed WDM systems", J. Lightwave Technol., V 14, N. , pp. 841-849, 1995
- [26] K. Inoue, " Phase mismatching characteristic of Four Wave mixing in fiber lines with multistage optical amplifiers", Optics Lett., V 11, pp 80-803, 1992
- [27] A. Hasegawa and Y. Kodama, *Solitons in Optical Communications*, Clarendon Press, Oxford, 1995.
- [28] P.K. Way et al., "WDM in an unfiltered soliton communication system", J. Lightwave Technol., v14, n6, June 1996
- [29] A. Teixeira and J. Da Rocha, "Dispersion management in soliton-based WDM systems", TRS 98, UCL, London, July 1998
- [30] J. O'Reiley and F. Rocha, "Improved error probability evaluation methods for direct detection optical systems", Trans. Inform. Theory, v. IT-33, pp. 839-848, 1987
- [31] A. Papoulis, *Probability, Random variables, and Stochastic Processes*, 3<sup>rd</sup> Ed. New York, Mc-Graw Hill, pp. 412-420, 1991
- [32] B. Saleh, *Photoelectron Statistics*, Berlin, Springer-Verlag, pp. 29-53, 1978
- [33] D. Slepian and H. Polak, "Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty-I", Bell Syst. Tech. J., V. BSTJ-40, pp. 43-63, 1961
- [34] S. Personik, "Applications for quantum amplifiers in simple digital optical communication systems", Bell Syst. Tech. J., v. BSTJ-52, pp. 117-133, 1973
- [35] V. K. Rohatgi, *An introduction to Probability and Mathematical Statistics*, New York, Wiley, pp. 310-317, 1976
- [36] L. Ribeiro, et al., " Performance evaluation of EDFA preamplified receivers taking into account intersymbol interference", J. of Lightwave Technol., v. 13, n. 2, pp. 225-232, 1995

- [37] L. Ribeiro, et al., "Analytical study of lightwave systems taking into account exact optical filter profile", EFOC&N'95, Brighton, UK, 1995
- [38] D. Marcuse, "Derivation of analytical expressions for the bit-error rate probability in lightwave systems with optical amplifiers", J. Lightwave Technol., v. 8, n. 12, pp. 1816-1823, 1990
- [39] E. Ianone, A. Mecozzi, F. Matera and M. Settembre, *Nonlinear optical communication networks*, Wiley, Kai Ghang Series Editor, New York, Cap. 5, 1998
- [40] M. Suzuki et al. "Reduction of Gordon-Haus timing jitter by periodic dispersion compensation in soliton transmission", Electron. Lett. 31, pp. 992 1995.



# ***CAPÍTULO 8***

## **Conclusões**

### ***8.1. Conclusões***

Este trabalho apresentou-se numa estrutura com oito capítulos, cobrindo a área da transmissão linear NRZ e não linear por solitões com ou sem compensação de dispersão, temas relacionados com transmissão ponto a ponto monocal e multicanal. Estudaram-se ainda ferramentas semi-analíticas para a caracterização do desempenho de sistemas de comunicação óptica.

Parte importante do trabalho realizado foi feito com base na simulação e, como tal, foram desenvolvidos modelos robustos e passíveis de implementação em diversas plataformas de simulação. Esses modelos foram criados com base na literatura e em medições experimentais para alguns casos, e serviram para o teste e optimização dos diversos sistemas (cap. 3).

Os sistemas monocanal e multicanal com base em Transmissão Suportada por Dispersão (DST), com codificação binária e quaternária, foram um dos temas estudados (cap. 4). Este tipo de sistemas foi modelado com algum detalhe, tendo em vista a sua optimização e expansão para uso em conjunto com a técnica WDM. O laser do emissor, dado o seu impacto no desempenho do sistema, foi um dos elementos estudados com profundidade, tendo-se optimizado as suas características, especificamente do factor de alargamento de linha e do factor de compressão de ganho. Considerando um equalizador optimizado para cada situação considerada, com estrutura de um polo simples resultaram os seguintes valores óptimos para o factor de alargamento de linha e o factor de compressão de ganho, respectivamente: 1.5 e  $6 \times 10^{-23} \text{m}^3$ .

No receptor, a etapa de equalização foi evidenciada pela sua função estratégica neste tipo de sistemas, tendo sido também estudada com algum rigor. Foram estudados o comportamento do sistema com equalização por um filtro de polo simples e um filtro do tipo polo-zero. Deste estudo concluiu-se que este último filtro resultava num alargamento da gama de valores para o factor de alargamento de linha e para o factor de compressão de ganho em que o desempenho do sistema era aceitável, duplicando-a sensivelmente. Foram desenhados, com base nos critérios estabelecidos ao longo do capítulo, dois tipos de sistemas DST-WDM de 16 canais com codificação binária e quaternária. Foi obtida para o caso quaternário uma ocupação espectral da ordem dos 0.86bit/s/Hz, valor que demonstra a aptidão da técnica DST para a estrutura WDM.

Os sistemas não lineares com base em solitões, foram também modelados e caracterizados (cap. 5). Depois de uma breve resenha sobre os principais limites deste tipo de sistemas, especial importância foi dada ao estudo da interacção entre impulsos na presença de desvios de frequência. Esse estudo resultou no desenvolvimento de formulação que permite determinar a variação da posição dos impulsos com a distância de propagação. O regime de interacção periódica em sistemas monocanal e o regime de interacção pontual em sistemas WDM, foi caracterizado, tendo sido concluído que, neste último, as consequências da interacção podem provocar restrições em termos de

aproveitamento da largura de banda de transmissão disponível, devido às colisões entre impulsos dos diversos canais.

Abordaram-se ainda os diversos métodos para a minimização e controlo da interacção entre impulsos, sendo apresentado um novo método baseado na aplicação de desvios de frequência em impulsos específicos de uma sequência, com vista a minimizar a interacção entre impulsos no mesmo canal. Com este método conseguiu-se obter, num caso específico, uma melhoria da ordem de duas vezes na distância de propagação.

Algumas limitações de ordem prática dos solitões em sistemas WDM podem ser ultrapassadas pela técnica de controlo da dispersão (cap. 6). Por forma a facilitar o estudo e a obter simulações menos morosas, foi abordada a metodologia da lagrangeana média. Esta formulação simplificou o estudo e a previsão das características dos impulsos no regime de compensação de dispersão.

O comportamento de sistemas com compensação de dispersão e propagação não linear foi caracterizado, tendo sido concluído que este tipo de sistemas tem características de propagação completamente periódicas apenas para um determinado conjunto de parâmetros do sistema, comportando-se com características pseudo-periódicas para a generalidade das restantes situações. Este tipo de comportamento degrada o desempenho de sistemas mono e multicanal e foram, por tal, estudados os efeitos principais dos diversos parâmetros nas características do sistema. Foi observado que o efeito da variação da dispersão com o comprimento de onda pode ser importante, podendo mesmo resultar na perdas das características de periodicidade do sistema.

Como tal, foi desenvolvido um método de distribuição de canais WDM no espectro óptico disponível, que visa minimizar os efeitos das variações pseudo-periódicas dos parâmetros do sistema causadas pela presença de dispersão de terceira ordem. Com esta metodologia, para o sistema WDM de alta densidade estudado, foram obtidas melhorias de duas ordens de grandeza, aproximadamente, na taxa de erros do sistema em causa relativamente ao sistema de distribuição uniforme de canais. Esta metodologia apresenta

um algoritmo relativamente simples de implementar e é relativamente pouco sensível a pequenas variações no comprimento do sistema.

Com vista à avaliação do desempenho de sistemas baseados em propagação não linear, dado que exigem grandes tempos de simulação, foram estudados métodos de majoração da probabilidade de erro (cap.7). Partindo dos majorantes de Chernoff simples e modificado, foi desenvolvida uma metodologia para caracterizar uma grande variedade de fenómenos que ocorrem em sistemas monocanal e multicanal. Alguns dos fenómenos considerados na metodologia proposta são: os diferentes tipos de *jitter* monocanal e multicanal, a interacção entre impulsos, a diafonia linear entre canais, a interferência entre símbolos, a amplificação óptica, a filtragem óptica e o efeito da propagação de um impulso isolado.

A metodologia desenvolvida ao longo do capítulo, quando aplicada a um sistema em particular, reduziu consideravelmente o tempo de determinação da taxa de erros. Tipicamente, para a simulação completa de dois canais e determinação de uma curva de cinco pontos com a variação da taxa de erros com o espaçamento entre canais eram necessárias mais de duas horas, com a metodologia descrita apenas seria necessário pouco mais de meia hora para obter o referido gráfico, ambas as tarefas realizadas em Matlab e num processador Intel Pentium 200MHz MMx. Para todos os fenómenos introduzidos quer separadamente quer em conjunto foi testada a validade da metodologia apresentada, tendo sido obtido um bom resultado global: para a inclusão da filtragem, a propagação de um impulso isolado, o *jitter* total não muito elevado (tipicamente  $<0.15T_B$ ), a diafonia de pequena magnitude, a metodologia resultou plenamente dando bons resultados; para a diafonia de grande magnitude a metodologia devolve valores algo pessimistas (devido ao pressuposto imposto na derivação); para grandes valores de *jitter* total, o método pode perder a sua validade devido à violação de alguns dos pressupostos assumidos para os modelos e para as diversas fontes de *jitter* intervenientes na propagação e de suas interdependências. Deste modo, com esta metodologia conseguiram-se suprir algumas das dificuldades das metodologias correntes de caracterização e desenho de sistemas mono e multicanal (WDM).

## 8.2. Sugestões para trabalho futuro

Seguidamente apresentam-se algumas ideias que podem ser exploradas partindo dos desenvolvimentos que foram efectuados neste trabalho:

- Aprofundamento do modelo da fibra tendo em conta as não linearidades, com vista a obtenção de formulação mais precisa para a frequência de corte do equalizador em sistemas DST, tendo em conta situações de transmissão com potências relativamente elevadas.
- Estudo mais aprofundado dos efeitos e melhorias que a filtragem óptica podem ter em sistemas DST-WDM recorrendo a vários tipos de filtros, como por exemplo, filtros de fibra com *grating*.
- Desenvolvimento de formulação genérica para a interacção de um grupo de N-solitões na presença de desvios de frequência. Verificação experimental da metodologia de controlo da interacção entre impulsos por recurso a desvios de frequência selectivos.
- Aprofundamento dos efeitos da interacção entre impulsos com base na metodologia das lagrangeanas, com vista ao desenvolvimento de conclusões mais genéricas sobre este fenómeno em sistemas WDM.
- Verificação experimental das melhorias obtidas com o método de distribuição não uniforme de canais WDM, desenvolvido no capítulo 6.
- Introdução do efeito de mistura de quatro ondas na formulação dos majorantes de Chernoff da taxa de erros, de sistemas WDM baseados em solitões.
- Melhoramento dos modelos do *jitter* e de introdução da diafonia em sistemas WDM.

## Apêndice A - Aspectos do Método de Medição do BER

A estimação do valor do BER é um dos aspectos mais importantes em sistemas de comunicações, e neste trabalho, especialmente no capítulo 7, este tem uma importância fundamental para a confirmação dos valores obtidos pelos majorantes de Chernoff.

Para efectuarmos esta tarefa, simulamos sequências longas de bits ao longo de todo o caminho óptico. Seguidamente, a estes resultados, aplicamos um pacote de avaliação do desempenho, que para além de simular os componentes do receptor (PIN, filtros ópticos e eléctricos) faz a extrapolação dos resultados e adiciona o ruído eléctrico gaussiano do receptor.

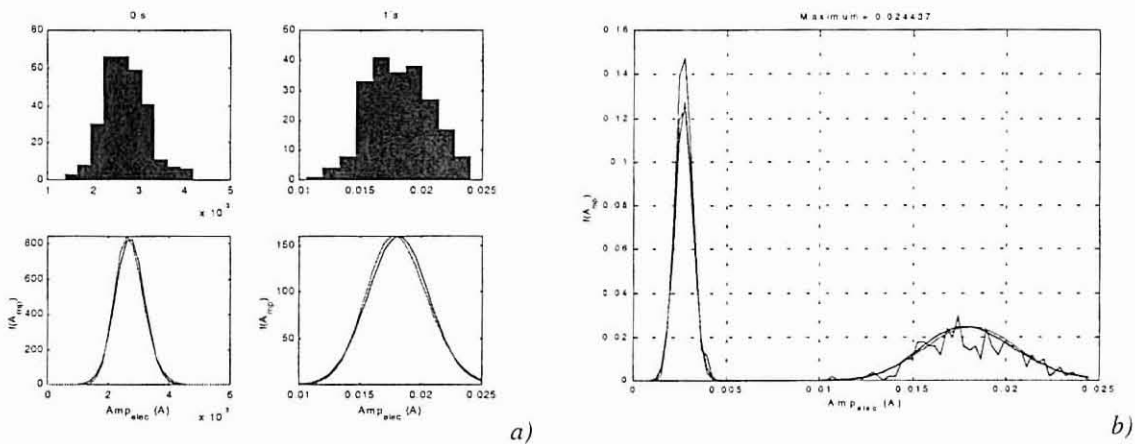


Figura A1- PDF separadas a) e conjunta + funções aproximadas sobrepostas b) para os símbolos 1 e 0.

Deste modo, é determinada inicialmente a função densidade de probabilidade (PDF- *Probability Density Function*) dos símbolos detectados em amplitude (Figura A1 a) e b)) e o diagrama de olho (Figura A2 b)). Simultaneamente, são detectados os instantes de ocorrência dos picos dos impulsos e a distribuição dos mesmos no período do bit obtida (Figura A2 a)). Para a PDF de amplitudes são efectuados três tipos de avaliação da probabilidade de erro: a representação da PDF (denominada de *stat*), a determinação da melhor função normal (denominada de *norm*) e a determinação da melhor função Gama (denominada de *gam*) para esses resultados. Além destes procedimentos, é fornecida uma

apresentação visual das estatísticas e suas aproximações para que possamos fazer um julgamento do grau de confiança (Figura A1 a) e b)). Convolvindo estas funções com a função normal do ruído eléctrico e integrando para os diferentes limiares de decisão, obtém-se a probabilidade de erro e o limiar de decisão óptimo para cada uma das representações do sinal referidas (Figura A1 c)).

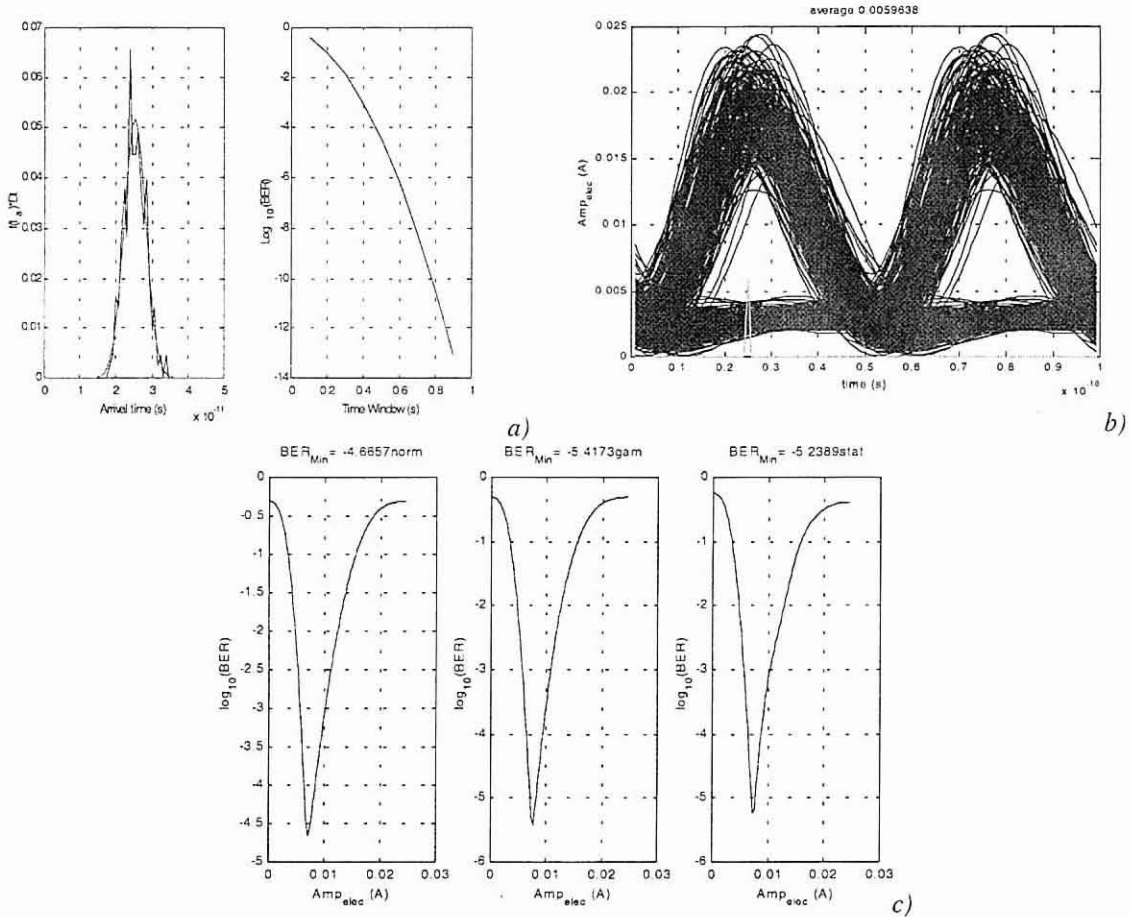


Figura A2- PDF temporal dos picos do sinal recebido e previsão da taxa de erros causados unicamente pela distribuição do jitter como função da largura da janela de observação em a), diagrama de olho com indicação do instante e limiar de decisão óptimos em b) e BER determinado pelas várias abordagens referidas em c).

**Apêndice B - Espaçamentos Mínimo e Máximo Entre Canais em Sistemas de Solitões WDM- Aproximação de Mollenauer.**

A necessidade de manter o desvio de frequência causado por colisões incompletas sob controlo, resulta numa regra prática que dita o máximo espaçamento entre canais vizinhos [1].

$$\Delta\nu_{\max} = \frac{T_{FWHM}}{2\pi L_a |\beta_2|} \quad (ap.1)$$

Onde  $T_{FWHM}$  é a largura do impulso a meia altura,  $L_a$  a distância entre amplificadores,  $\beta_2$  a dispersão de segunda ordem.

O desvio temporal resultante da colisão de solitões separados na frequência de  $2\Omega$ , em unidades dos solitões, produz um desvio temporal dado por:

$$\delta t = \pm \ln(1 + \Omega^{-2}) \approx \Omega^{-2} \quad (ap.2)$$

Cada colisão entre solitões de dois canais,  $i$  e  $j$ , separados de  $2\Omega_{ij}$ , produz então um desvio temporal que pode ser dado por:

$$\delta t_i = \frac{4}{(2\Omega_{ij})^2} \quad (ap.3)$$

Se o espaçamento médio temporal entre solitões for  $T_B$ , o espaçamento na frequência  $2\Omega_{ij}$ , o número de colisões que ocorre na distância total,  $\xi_{tot}$ , estará entre zero e  $N_{ij}=2\Omega_{ij}$ . Então, o espalhamento nos tempos de chegada contando com a contribuição de todos os canais pode ser dado por:



$$\delta t_{tot,i} = \sum_{j \neq i} \frac{N_{ij}}{2} \delta t_{ij} = \frac{\xi_{tot}}{T_B} \sum_{j \neq i} \frac{2}{2\Omega_{ij}} \quad (ap.4)$$

ou em unidades reais

$$\delta t_{tot,i}^{r.u.} = \left( 0.5611 \left( \frac{T_{FWHM}}{T_B} \right)^2 L_{tot} \frac{|\beta_2|}{T_{FWHM}^3} \sum_{j \neq i} \frac{1}{\Delta v_{ij}} \right) T_B \quad (ap.5)$$

onde  $\Delta v_{ij}$  é o espaçamento entre o canal  $i$  e o canal  $j$ , sendo  $T_B$  a duração do bit. A notação  $r.u.$ , relaciona-se com o facto da grandeza estar ou não em unidades reais.

Efeitos de ordem prática ditam que o espalhamento nos tempos de chegada não exceda uma fracção significativa da duração do bit,  $j_{max}$ . Se considerarmos  $N$  canais, em que por simplicidade  $N$  é ímpar, vamos obter, por maioria de razão, efeitos mínimos nos canais mais externos e máximos nos canais mais internos. Se numerarmos os canais de  $-(N-1)/2$  a  $(N-1)/2$ , obtemos para o canal central, em unidades reais:

$$\delta t_{tot,i}^{r.u.} = \left( 0.5611 \left( \frac{T_{FWHM}}{T_B} \right)^2 L_{tot} \frac{|\beta_2|}{T_{FWHM}^3} \frac{2}{\Delta v_c} \sum_{j=1}^{(N-1)/2} \frac{1}{j} \right) T_B \quad (ap.6)$$

onde  $\Delta v_c$  é o espaçamento entre canais dois canais consequentes numa distribuição de canais com espaçamento uniforme e  $L_{tot}$  o comprimento real da ligação. Daqui poderemos tirar o mínimo espaçamento entre canais para um dado *jitter* admitido,  $j_{max}$ :

$$\Delta v_{min}^{r.u.} = \left( 0.5611 \left( \frac{T_{FWHM}}{T_B} \right)^2 L_{tot} \frac{|\beta_2|}{T_{FWHM}^3} \frac{2}{j_{max}} \sum_{j=1}^{(N-1)/2} \frac{1}{j} \right) \quad (ap.7)$$

Uma vez determinados dois extremos para a banda utilizável em sistemas deste tipo, poderemos determinar um número máximo de canais possível. Estes limites pretendem manter controlados os desvios de frequência causados pelas colisões entre impulsos de canais distintos, e, ao mesmo tempo, limitar os desvios temporais também daí resultantes.

$$\frac{\delta v_{\max}^{r.u.}}{\delta v_{\min}^{r.u.}} = \left( 0.1418 \left( \frac{T_B}{T_{FWHM}} \right)^2 \frac{T_{FWHM}^4}{|\beta_2|^2} \frac{j_{\max}}{L_{tot} L_a} \frac{1}{\left[ 0.577 + \ln \left( \frac{N-1}{2} \right) + \frac{1}{N-1} \right]} \right) \quad (ap.8)$$

Usando a aproximação a 1.3%, quando  $N > 2$ , temos

$$\sum_{j=1}^{(N-1)/2} \frac{1}{j} \cong \left[ 0.577 + \ln \left( \frac{N-1}{2} \right) + \frac{1}{N-1} \right] \quad (ap.9)$$

Podemos agora determinar o número máximo de canais,  $N_{\max} = 1 + \Delta v_{\max} / \Delta v_{\min}$ , que resulta em [2]:

$$N_{\max} = 1 + \left( 0.1418 \left( \frac{T_B}{T_{FWHM}} \right)^2 \frac{T_{FWHM}^4}{|\beta_2|^2} \frac{j_{\max}}{L_{tot} L_a} \frac{1}{\left[ 0.577 + \ln \left( \frac{N_{\max}-1}{2} \right) + \frac{1}{N_{\max}-1} \right]} \right) \quad (ap.10)$$

A dependência do termo da esquerda do valor de  $N_{\max}$  é fraca quando  $N_{\max}$  é grande pelo que se torna fácil a sua resolução.

### *Apêndice C - Desvios Temporais Causados Interacção Entre Canais WDM*

A formulação apresentada neste apêndice, é válida para distâncias de inferiores ao período ao solitão, como tal, para o caso em que esta condição não se verifique, os resultados apenas serão aproximados.

Considerando as unidades vulgares dos solitões, podemos exprimir a variação do campo como:

$$-i\left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\gamma(z)}{2}u\right) = \frac{\Delta(z)}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial^2 t} + |u|^2 u \quad (\text{ap.11})$$

Para uma distância inferior à unidade, o coeficiente  $\gamma(z)$ , que representa os ciclos de atenuação/ganho, tende para um valor médio nulo, enquanto que o parâmetro de dispersão  $\Delta = D/\bar{D}$ , tende para um valor médio unitário ( $D$  é a dispersão e  $\bar{D}$  é a dispersão média). Para simplificar-mos a equação ( ap.11), poderemos fazer  $u' = u/\sqrt{G}$  ( $G$ , o Ganho em potência do amplificador) e  $\partial z' = \Delta \partial z$ , onde  $G(z)$  satisfaz  $\partial G/\partial z = \gamma G$  e tende para média unitária.  $z'$  fica completamente definido desde que se assuma  $z'=0$  para  $z=0$ . Esta transformação visa tornar as variações de amplitude e dispersão independentes da variável  $u$ .  $z$  e  $z'$  nunca se afastam muito pelo facto de  $\Delta$  ter média unitária num curto espaço. Obtemos assim a equação modificada:

$$-i\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial^2 t} + g|u|^2 u \quad (\text{ap.12})$$

onde  $g(z') = G(z)/\Delta(z)$  e  $g(z')\partial z = G(z)\partial z$  tendendo também para uma média unitária em  $z'$ . Então, variações que originalmente se geraram na amplitude e na dispersão, são agora transpostas para variações do coeficiente não linear. Para melhor compreensão

podemos esconder todas as pelicas, tendo a noção das transformações que foram operadas. Uma solução da equação ( ap.12) é

$$u = \text{sech}(t + \Omega z) e^{-i\Omega z + i\phi} \quad (\text{ ap.13})$$

onde  $\partial\phi/\partial z = g - (1 + \Omega^2)/2$ . Esta é uma solução aproximada, mas dado que  $g$  tende para o seu valor médio, numa distância muito menor que a unidade, a aproximação traduz-se apenas num pequeno desvio de fase.

Vamos considerar solitões em que as suas frequências centrais não se sobrepõem, e procuramos os desvios de frequência gerados durante as colisões. Se na equação ( ap.12), substituirmos  $u$  por  $u+y$ , dois solitões com a forma apresentada na equação ( ap.13), esquecendo alguns produtos de mistura de quatro ondas (FWM), poderemos obter as equações acopladas para  $u$  e  $y$ :

$$-i \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + g(|u|^2 + 2|y|^2)u \quad (\text{ ap.14})$$

Esta equação aplica-se para as variações de  $u$ , e para  $y$  é simplesmente necessário trocar os  $y$ 's pelos  $u$ 's e vice-versa.

Partindo das definições de média ( $\langle \rangle$ ) de  $t$  e  $\omega$  de um impulso qualquer,

$$\langle t \rangle = W^{-1} \int t |u|^2 \partial t \quad (\text{ ap.15})$$

$$\langle \omega \rangle = W^{-1} \int \frac{\partial u^*}{\partial t} u \partial t \quad (\text{ ap.16})$$

onde  $W = \int u \partial t$  é a energia do impulso.

Usando a equação ( ap.14) e diferenciando as expressões em relação a  $z$ , para o campo  $u$  temos:

$$\frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad ( ap.17)$$

$$\frac{\partial \langle t \rangle}{\partial z} = -\langle \omega \rangle \quad ( ap.18)$$

$$\frac{\partial \langle \omega \rangle}{\partial z} = \frac{2g}{W} \int \frac{\partial |u|^2}{\partial t} |y|^2 \partial t \quad ( ap.19)$$

Se  $u$  estiver centrado em  $\Omega$  e  $y$  em  $-\Omega$ , teremos então  $W=1$ , e a equação ( ap.19) transforma-se em:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial z} = g \int \left( \frac{\partial}{\partial t} \text{sech}^2(t + \Omega z) \right) \text{sech}^2(t - \Omega z) \partial t \quad ( ap.20)$$

que por simetria se aplica aos dois solitões. Finalmente, considerando que  $\Omega \gg 1$  ou que  $\delta\Omega$  é muito pequeno quando comparado com  $\Omega$ , poderemos esquecer o seu efeito no integral e voltar a escrever a equação anterior:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial z} = \frac{g}{2\Omega} \frac{\partial}{\partial z} \int \text{sech}^2(t + \Omega z) \text{sech}^2(t - \Omega z) \partial t \quad ( ap.21)$$

Se integrarmos a função anterior em  $z$  e fizermos integração parcial, teremos:

$$\partial \Omega = -\frac{1}{2\Omega} \int \left( \frac{\partial g}{\partial z} \int \text{sech}^2(t + \Omega z) \text{sech}^2(t - \Omega z) \partial t \right) \partial z \quad ( ap.22)$$

Se for feita a resolução espacial de Fourier da função  $g$ , a equação simplifica-se. Então, seja  $g(z) = \int \tilde{g}(k) e^{ikz} \partial k$ , e mudemos uma vez mais de variáveis, de  $z$  e  $t$  para  $s = \Omega z \pm t$ ,

$$\partial \Omega = -\frac{i}{4\Omega^2} \int \left( k \tilde{g}(k) \left( \int e^{\frac{iks}{2\Omega}} \text{sech}^2(s) \partial s \right)^2 \right) \partial k \quad (\text{ap.23})$$

sabendo que o integral em  $s$  da equação anterior dá  $2x/\sinh(x)$ , em que  $x = \pi k/4\Omega$ .

Além disso, uma vez que  $g$  é real a sua transformada verifica  $\tilde{g}(-k) = \tilde{g}^*(k)$ , o que resulta em maiores simplificações:

$$\partial \Omega = im \frac{32}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \frac{\tilde{g}(k)}{k} \frac{x^4}{\sinh^2(x)} \partial k \quad (\text{ap.24})$$

Para casos de variações periódicas de ganho e dispersão,  $g$  reduz-se a uma soma ao longo do período fundamental, com números de onda  $k = 2\pi n/L_{\text{pert}}$ , temos

$$\delta \Omega = C \sum_{n=1}^{\infty} \text{Im}[f n \exp(in\phi_c)] \frac{n^3 x^4}{\sinh^2(nx)} \quad (\text{ap.25})$$

onde  $C = 16L_{\text{pert}}/\pi^3$ ,  $\phi_c = 2\pi z'_{\text{coll}}/L_{\text{pert}}$  representa uma deslocação do centro de colisão de

0 para  $z_{\text{coll}}$ ,  $z'_{\text{coll}} = \int_0^{z_{\text{coll}}} \Delta \partial z$ . Se definirmos  $L_{\text{coll}} = 1.7627/\Omega$ , poderemos exprimir  $x$  de outro

modo,  $x = 2.7995L_{\text{coll}}/L_{\text{pert}}$  (na generalidade dos casos  $\frac{x^4}{\sinh^2(x)} \rightarrow 0$  para  $x \geq 6$ ). É

necessário frisar que neste momento,  $z$  é uma unidade real e  $z'$  é dependente de  $z$ . Vamos assumir que a dispersão tem dois valores constantes  $d_1$  para valores de  $z$  menores que  $L_1 < L_a$  e  $d_2$  para valores de  $z$  maiores que  $L_1$  em cada ciclo de amplificação. Esta situação

corresponde a dois troços de fibra diferente conectados, podendo esta ser a situação de compensação de dispersão. Como  $\Delta$  e  $G$  têm que ter média unitária, teremos que ter  $d_1L_1+d_2(L_a-L_1)=L_a$ , e  $G(z)=\alpha L e^{-\alpha z}/(1-e^{-\alpha L})$ , onde  $\alpha$  é a atenuação da fibra em unidade lineares. Usando  $\partial z'=\Delta \partial z$  poderemos exprimir  $f_n$  num integral em  $z$ ,

$$f_n = \frac{1}{L_{pert}} \int_0^{L_{pert}} \frac{G(z')}{\Delta(z')} e^{-i2\pi n \frac{z'}{L_{pert}}} \partial z' \quad (ap.26)$$

$$f_n = \frac{\alpha L_a}{1-e^{-\alpha L_a}} \left( \frac{1-e^{-(\alpha L_1+i n \phi_1)}}{\alpha L_a + i2n\pi d_1} + \frac{e^{-(\alpha L_1+i n \phi_1)} - e^{-\alpha L_a}}{\alpha L_a + i2n\pi d_2} \right) \quad (ap.27)$$

$$\phi_1 = \frac{2\pi d_1 L_1}{L_a}$$

$$d_k = \frac{D_k}{\bar{D}}, k=1,2$$

$z'=d_1z$ , para  $z \leq L_1$ , e  $z'=d_1L_1+d_2(z-L_1)$  para  $z \in ]L_1, L_a]$ . Para o caso mais simples, onde não há variação de dispersão ao longo do comprimento de amplificação,

$$f_n = \frac{\alpha L_{pert} \exp(in\phi_c)}{\alpha L_{pert} + i2n\pi} \quad (ap.28)$$

O desvio temporal causado pelo desvio de frequência resultante da colisão número  $i$ , pode ser exprimido como:

$$\partial t_i = \partial \Omega_i (Z - Z_i) = (Z - Z_i) C \sum_n (p_n \cos(n\phi_c) + q_n \sin(n\phi_c)) \frac{n^3 x^4}{\sinh^2(nx)} \quad (ap.29)$$

Onde  $p_n$  e  $q_n$  são a parte real e imaginária de  $f_n$  respectivamente.  $Z_i$  é a distância da entrada da fibra á posição da colisão  $i$  e  $Z$  o comprimento da fibra. Para uma sequência

longa, o número de colisões é grande, o que implica que  $\phi_c$  possa ser considerada como uma variável aleatória com distribuição uniforme de  $[0, 2\pi]$ . Como tal a esperança de  $\delta t_i$ ,  $\langle \delta t_i \rangle$ , é nula. Deste modo a variância do *jitter* induzido pela  $i$ -ésima colisão pode ser dado por:

$$\langle (\partial t)_i^2 \rangle = (Z - Z_i)^2 C^2 \left\langle \left( \sum_n (p_n \cos(n\phi_c) + q_n \sin(n\phi_c)) \frac{n^3 x^4}{\sinh^2(nx)} \right)^2 \right\rangle \quad (ap.30)$$

Como o *jitter* originário de cada colisão é estatisticamente independente do número da colisão, a variância total será a soma das variâncias de todas as colisões ocorridas no trajecto. Pode ainda demonstrar-se que

$$\left\langle \left( \sum_n (p_n \cos(n\phi_c) + q_n \sin(n\phi_c)) \frac{n^3}{\sinh^2(nx)} \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \sum_n |f_n|^2 \frac{n^6}{\sinh^4(nx)} \quad (ap.31)$$

Ainda, se considerarmos  $L_b$  como a distância média entre centros de colisão temos:

$$\left\langle \sum_n (Z - Z_i)^2 \right\rangle = \sum_{k=1}^K (Z - kL_b)^2 \quad (ap.32)$$

Onde  $k$  é o número de colisões,  $k=Z/L_b$ . Se o espaçamento não for muito pequeno,  $k$  é grande, logo, o somatório pode ser aproximado num integral, cujo resultado é  $Z^3/3L_b$ . Supondo os bits “1” e “0” igualmente prováveis nas sequência que colidem,  $L_b=(T_B/T_0\Omega)Z_0$ . No caso de pequenos espaçamentos entre canais vizinhos, também os desvios de frequência serão mínimos, logo pouco importantes para a variância do *jitter*. Temos deste modo que:



$$\sigma_c^2 = \frac{C^2 Z^3}{6L_b} \sum_{n=1}^{\infty} |fn|^2 \frac{n^6 x^8}{\sinh^4(nx)} \quad (ap.33)$$

Para sistemas multicanal, vamos apenas considerar as colisões entre pares de solitões vizinhos, e negligenciar os efeitos das colisões que envolvam solitões mais amplamente separados. Poderemos então generalizar a equação anterior para [3]

$$\sigma_c^2 = \frac{C^2 Z^3}{6} \sum_{l \neq m} \frac{1}{L_{b_{lm}}} \sum_{n=1}^{\infty} |fn|^2 \frac{n^6 x_{lm}^8}{\sinh^4(nx_{lm})} \quad (ap.34)$$

$l$  e  $m$  correspondem aos canais  $l$  e  $m$  respectivamente.

### *Apêndice D - Mistura de Quatro Ondas (FWM) em Sistemas com Amplificação Localizada.*

Nos sistemas de comunicação ópticos com solitões e que utilizam amplificação periódica localizada, a pseudo combinação de fase resultante do processo de amplificação poderá originar um crescimento das componentes de FWM.

A colisão de impulsos causa o aparecimento de componentes de FWM, que para o caso de colisões equilibradas desaparecem completamente após a colisão. No entanto, para situações em que a colisão é simultânea com variações nas condições do sistema (e.g. perdas e amplificação) estas componentes tendem a manter-se. Eventualmente, essas condições podem ainda enaltecer essas componentes, pelo facto de o sistema ter características de amplificação normalmente periódicas.

Com isto, temos dois tipos de efeitos que podem resultar em FWM: a presença de ondas coerentes a propagarem-se no mesmo meio; e colisões assimétricas entre impulsos de canais distintos.

Se as componentes de FWM forem formadas ao longo da propagação, essa energia é perdida pelos impulsos, bem como são também adicionadas componentes de fase e amplitude dependente deste fenómeno, que vão causar variações de amplitude no sinal. Estas variações vão tornar ainda mais assimétricas as colisões, e ainda provocar uma evolução da forma (amplitude e largura) do impulso. Essa mudanças podem ser tais que estes impulsos deixem de estar no regime adiabático, em que a forma é recuperada as periodicamente. Estes efeitos resultam em *jitter* temporal, variação de amplitude de pulso para pulso, libertação de ondas dispersivas e geração de componentes espectrais diversas. Todos estes fenómenos podem alterar grandemente as características do sistema e o seu desempenho.

A dependência da geração de FWM de propagação da periodicidade da amplificação foi já demonstrada experimentalmente e as previsões teóricas de algum modo comprovadas

[4]. As curvas de eficiência da geração de FWM, são constituídas por oscilações de pequeno e oscilações de grande período, sendo as de grande período devidas à periodicidade dos ciclos de amplificação.

Em sistemas com amplificadores iguais, identicamente espaçados, a eficiência normalizada da FWM,  $\tilde{\eta}/\eta$ , pode ser dada por [6]:

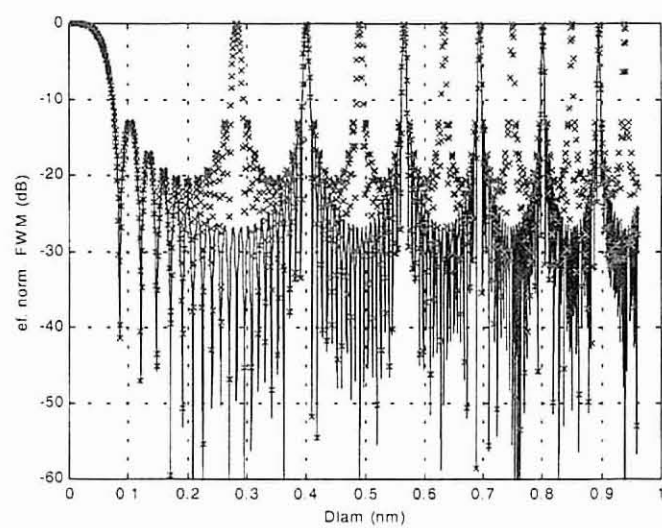
$$\frac{\tilde{\eta}}{\eta} = \frac{1}{N^2} \frac{\sin^2\left(N\Delta\beta \frac{L_a}{2}\right)}{\sin^2\left(\Delta\beta \frac{L_a}{2}\right)} \quad (ap.35)$$

onde  $N$  é o número de amplificadores,  $\eta$  é a eficiência da geração de FWM para um troço [5],  $L_a$  é o comprimento de fibra entre amplificadores, e  $\Delta\beta$  é a diferença nas constantes de propagação para os dois tons em interacção,

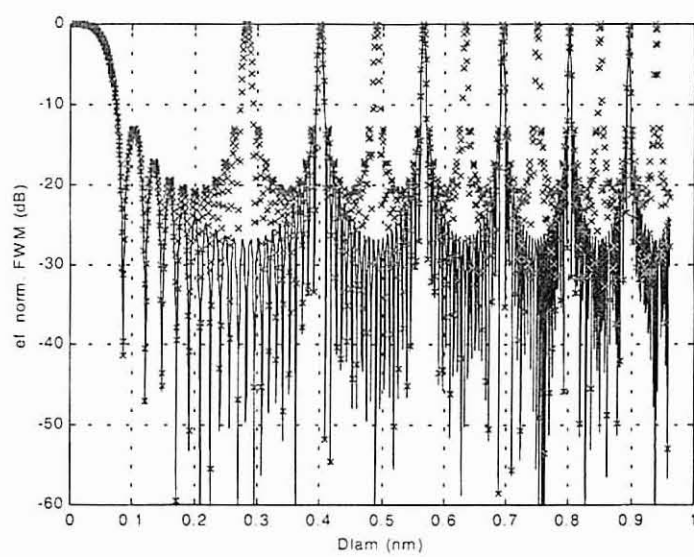
$$\Delta\beta = \beta_{FWM} + \beta_{sig}^{(1)} - 2\beta_{sig}^{(2)} \approx \frac{2\pi\lambda^2}{c} \Delta f^2 \left( D + \Delta f \frac{\lambda^2}{c} \frac{\partial D}{\partial \lambda} \right) \quad (ap.36)$$

onde  $\Delta f$  é o espaçamento entre canais,  $D$  a dispersão da fibra,  $\beta^{(i)}$  a constante de propagação de cada um dos tons, 1 e 2.

Seguidamente vamos apresentar algumas condições e representação de produtos de FWM. Nestes casos, bem como na formulação apresentada, a eficiência de FWM é definida como  $P_{FWM}/P_{sig}$  onde  $P_{sig}=P_1+P_2$  e  $P_{FWM}=P_{FWM}^1+P_{FWM}^2$ .



a)



b)

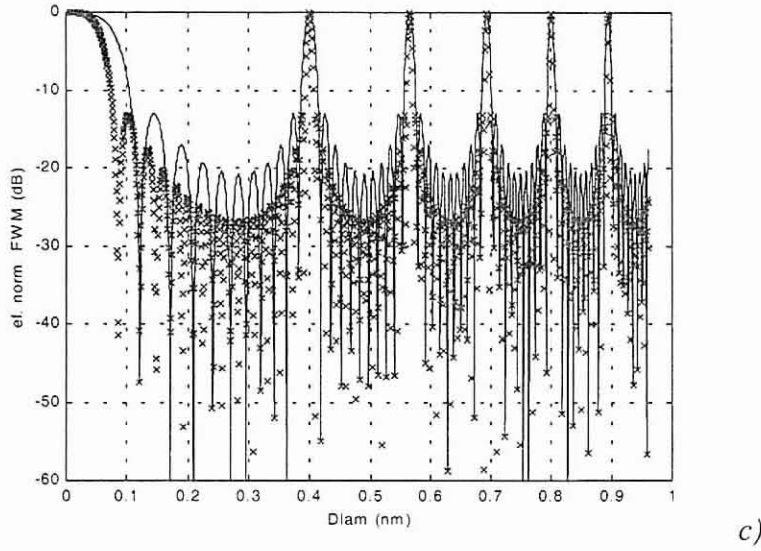


Figura A3- Variação da eficiência normalizada FWM a) para dois valores de dispersão ( $L_a=50\text{km}$ ,  $D=1\text{ps/nmkm}$  (-) e  $D=2\text{ps/nmkm}$  (\*)), b) para dois espaçamentos entre amplificadores ( $L_a=50\text{km}$  (-),  $N=22$  vs  $L_a=100\text{km}$  (\*),  $N=11$  para  $D=1\text{ps/nmkm}$ ) e c) para o mesmo espaçamento entre amplificadores e o dobro da distância total ( $N=11$  (-) vs  $N=22$  (\*),  $D=1\text{ps/nmkm}$ ,  $L_a=50\text{km}$ ).

Como se pode notar na Figura A3, os principais efeitos do aumento da dispersão nos picos de FWM são o aumento da frequência da ocorrência destes, bem como outro factor aqui não representado, que é a diminuição da amplitude efectiva dos mesmos. O aumento do espaçamento entre amplificadores causa um aumento da frequência dos picos de FWM. No entanto, o aumento da distância total de propagação, apenas causa um aumento da relação entre a máxima e a mínima eficiência do fenómeno.

As componentes de FWM geradas durante a colisão tendem a manter-se se [4]:

$$L_a = n \frac{2\pi}{\Delta k}, n = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{ap.37})$$

$$\Delta k \cong -\frac{2\pi c D(\lambda_1)}{\lambda_1^2} (\lambda_1 - \lambda_2) \quad (\text{ap.38})$$

sendo  $D(\lambda)$  a dispersão no comprimento de onda  $\lambda$ .

Quando o comprimento de cada troço for um múltiplo da constante de fase da FWM, não vai haver recuperação de energia e deste modo, estão criadas condições para a acumulação de energia nas componentes de FWM. Esta condição pode levar a que este fenómeno seja limitativo para sistemas onde ocorram grande número de colisões.

### Referências dos apêndices:

- [1] L.F. Mollenauer, S. G. Byangelides and J. P. Gordon, "WDM with solitons in ultra-long distance transmission using lumped amplifiers", J. Lightwave Technol., Vol. 9, No. 3, pp. 362-367, 1991
- [2] E. Ianone, A. Mecozzi, F. Matera and M. Settembre, *Nonlinear optical communication networks*, Wiley, Kai Ghang Series Editor, New York, Cap. 5, 1998
- [3] X. Tang et al, "Optimal channel spacing of WDM optical communication systems", Optics Commun., 119, 41-45, 1995
- [4] A. E. Golovchenko, N. S. Bergano, C. R. Davidson, " Four-Wave mixing in multispan Dispersion managed Transmission Links", J. Lightwave Technol., N 10, V. 10, pp. 1481-1483, 1998
- [5] R. W. Tkach, A. R. Chaplyvy, F. Forghieri, A. H. Gnauck and R. M. Derosier" Four-Photon mixing and High speed WDM systems", J. Lightwave Technol., V 14, N. , pp. 841-849, 1995
- [6] K. Inoue, " Phase mismatching characteristic of Four Wave mixing in fiber lines with multistage optical amplifiers", Optics Lett., V 11, pp 80-803, 1992

|       |                 |
|-------|-----------------|
| UA/SD |                 |
| N.º   | 120726          |
| Data  | 29.11.99        |
| Cota  | 621 39A.626.16) |

# ERRATA

| Localização do erro                             | Valor correcto   |
|---|--|
| Summary, 1º parágrafo, 6ª linha                 | <i>nonlinearities</i>  |
| pp.xi, simbologia para rotacional               | $\nabla \times (.)$  |
| pp.33, equação 3.15                             | $\nabla \bullet D_e = \rho_f$  |
| pp.33, equação 3.17                             | $\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2}$ |
| pp.80, equação 4.14                             | $\frac{\partial S(t)}{\partial t} = -\frac{S(t)}{\tau_p} + \Gamma g(t)S(t) + \frac{\beta_s \Gamma N(t)}{\tau_n} + f_s(t)$  |
| pp.80, equação 4.17                             | $P(t) = \frac{V_a \eta h \nu}{\Gamma \tau_p} S(t)$   |
| pp.82, tabela 2, unidades do parâmetro A (5E+7) | $s^{-1}$   |
| pp.82, equação 4.18                             | $N_{th}^3 + \frac{B}{C} N_{th}^2 + \frac{A}{C} N_{th} - \frac{I_{th}}{q V_a c} = 0$  |
| pp.110, figura 22 a), eixo de $\beta_{max}$     | <i>falta um factor de escala <math>10^{-4}</math></i>  |
| pp. 264, equação 7.52                           | $p_{ln}(t) = \frac{1}{2} \delta(t) + \frac{1}{8} \delta(t-t_2) + \frac{1}{8} \delta(t+t_2) + \frac{1}{8} \delta(t-t_3) + \frac{1}{8} \delta(t+t_3)$                          |